Del telescopio
de Galileo a la
extrañeza cuántica
La luz
revelada
Serge Haroche
DEBATE

La luz revelada

Del telescopio de Galileo a la extrañeza cuántica

SERGE HAROCHE

Traducción de
Marcos Pérez Sánchez

DEBATE

A Elsa, Rachel, Samuel y Vadim

Si bien la invención de hipótesis plausibles sin relación con las observaciones experimentales no puede ser más que de escasa utilidad para enriquecer nuestros conocimientos naturales, para hacer progresar la razón humana siempre es necesario atribuir gran importancia al descubrimiento de principios simples y uniformes mediante los cuales se explican gran número de fenómenos aparentemente dispares a través de leyes coherentes y universales.

THOMAS YOUNG, *Bakerian Lecture*, 1801

Introducción

La luz ilumina y fascina a la humanidad desde el principio de los tiempos, pero no ha sido hasta los últimos cuatro siglos cuando hemos desentrañado progresivamente sus secretos. Y solo en fecha mucho más reciente la hemos domesticado en las tecnologías modernas que han revolucionado nuestra vida. Han pasado poco más de cien años desde el descubrimiento de las microondas, parientes de la luz visible omnipresentes en los aparatos modernos de comunicación, navegación y radiografía médica. Y apenas hace sesenta años que amaestramos la luz visible con la invención del láser. Las extraordinarias propiedades de estos rayos nos han permitido hacer descubrimientos fundamentales e inventar instrumentos que eran inimaginables cuando yo era joven.

He tenido la fortuna de participar en esta aventura a lo largo del último medio siglo. Al describir la trayectoria de una vida científica consagrada a la luz, intento aquí compartir con el lector el placer que un investigador experimenta cada vez que observa un fenómeno nuevo que ilumina el mundo con una luz inesperada y sorprendente. Tras muchos años de investigación, mi equipo y yo logramos atrapar durante más de una décima de segundo varios fotones de microondas en una caja de paredes reflectantes. Al hacer que estos frágiles y esquivos granos de luz interactuasen con átomos excitados por haces láser, observamos el comportamiento ondulatorio a la par que corpuscular de la luz en experimentos que ilustran las extrañas propiedades del mundo cuántico. Al placer del descubrimiento se añadió la emoción de pensar que esos trabajos

podrían dar pie algún día a nuevas aplicaciones, aunque aún sea difícil prever cuáles en concreto. Todos los investigadores que han descubierto algo nuevo y prometedor han experimentado un placer y una emoción semejantes.

En una época en la que hay más necesidad de ciencia que nunca, es importante que el público no especializado pueda comprender, a través de la experiencia personal, las motivaciones de un investigador, los resortes de su curiosidad y el papel del azar en una ocupación en la que nunca escasean las sorpresas. Resulta también esencial recordar que la investigación es, ante todo, generadora de conocimientos que enriquecen un patrimonio cultural acumulado a lo largo de siglos. Los investigadores observan el mundo desde un lugar ligeramente más elevado que los demás porque están, según la célebre frase atribuida a Newton, a hombros de los gigantes que los precedieron. Desde esta posición privilegiada, son los encargados de transmitir, de una generación a la siguiente, el saber y la perspectiva científica racional esenciales para nuestra civilización.

Al hablar de ciencia —de la que yo mismo he practicado pero también de la ajena, que me ha enriquecido y me ha hecho ver el mundo de una manera más profunda—, aspiro a compartir mi pasión con los jóvenes, los estudiantes de secundaria, los universitarios y los investigadores principiantes para que tomen el relevo en una aventura en continua evolución. Confío asimismo en despertar el interés de quienes, entre el público general, tienen curiosidad por saber más sobre una historia que ha ejercido una profunda influencia en nuestra forma de ver el mundo y nos ha proporcionado poderosas maneras de actuar sobre él y controlarlo. Al aportar mi visión personal, aspiro también a interesar al lector que ya conoce a grandes rasgos esta historia. En este libro he intentado describir lo que sabemos hoy sobre la luz y cómo lo hemos aprendido, pero hablo

asimismo de aquello que aún ignoramos y que las generaciones futuras tendrán que averiguar.

Me ha resultado imposible rememorar mis investigaciones sin situarlas en el contexto de la rica epopeya del conocimiento, que abarca varios siglos. Esta historia, más allá de la óptica, toca todas las corrientes del saber. Descubrir qué es la luz consiste sin duda en hacer física, pero esta investigación ejerció también una profunda influencia en las demás ciencias: astronomía, química, biología e incluso las ciencias de la vida. La exploración de nuestro planeta o la determinación precisa de su tamaño y su forma fueron asimismo proyectos en los cuales desempeñaron un papel destacado los avances que se lograron en relación con la luz. Así pues, hablar de ella es hacerlo de todos los campos del conocimiento.

La capacidad de medir con creciente precisión fue esencial en esta historia. La observación de la naturaleza llegó a ser verdaderamente científica gracias a la invención de los instrumentos que permitieron cuantificar los fenómenos estudiados y describirlos con mediciones numéricas objetivas y reproducibles, primero de las distancias e intervalos de tiempo y después de las magnitudes más sutiles, como las fuerzas, las cargas y los campos. Las matemáticas, de la mano de la geometría y el álgebra, establecieron relaciones entre estas cifras en modelos teóricos que unificaban fenómenos en apariencia distintos en un marco explicativo global. Recordar esta historia es mostrar cómo el saber científico se construye paso a paso, con una interacción constante entre los avances de la instrumentación y los de los métodos de cálculo. Los artesanos que tallaron las primeras lentes y las combinaron para crear lupas, junto con los relojeros que fabricaron los primeros relojes de péndulo precisos, fueron agentes esenciales en esta historia, en pie de igualdad con los matemáticos

que descubrieron los números complejos o el concepto de derivada y de cálculo integral.

Presentar la ciencia a un público no especializado es un arte difícil. Resulta tentador utilizar imágenes y metáforas, pero hay que evitar que sean engañosas. La mención de la física cuántica, esencial para entender qué es la luz, corre el riesgo de conducirnos por la pendiente resbaladiza del misticismo. Esta física es desconcertante porque no la percibimos directamente con nuestros sentidos y nuestra intuición del mundo macroscópico, pero en realidad no tiene nada de misteriosa. Se reveló a sus descubridores de forma lógica y condujo a una teoría matemática rigurosa que nos permite calcular con precisión los fenómenos observados, sin dejar ningún espacio para las vaguedades esotéricas.

Galileo fue sin duda uno de los primeros científicos que intentó presentar sus descubrimientos de manera didáctica al gran público. En su *Diálogo sobre los dos máximos sistemas del mundo,* expuso su teoría de la relatividad del movimiento a coetáneos incrédulos y desorientados. Renunciar a la evidencia de una Tierra inmóvil como centro del universo fue tan difícil para el hombre del Renacimiento como para el hombre moderno lo fue desprenderse de las imágenes clásicas de las trayectorias newtonianas a la hora de describir el mundo indeterminista de los átomos y los fotones. Para Galileo, el riesgo fue grande porque oponerse a los dogmas de la religión constituía una herejía, el peor de los crímenes para la Inquisición. Hoy en día, como es evidente, el científico que trata de exponer los paradójicos conceptos de una física cuyas múltiples aplicaciones han revolucionado nuestra vida cotidiana no se enfrenta a la misma suerte que el científico del siglo XVII.

No obstante, soy consciente de los peligros, menos dramáticos pero muy reales, a los que se expone un investigador que se dirige a un público no

especializado, que corre el riesgo de ser demasiado técnico o demasiado simplista. He intentado sortear estos escollos presentando los conceptos sobre la luz, la relatividad y la física cuántica de manera progresiva, sin ecuaciones ni formalismos. Al trazar la genealogía de las ideas y las teorías a lo largo de los siglos, al hacer referencia a los interrogantes que estas suscitaron entre los grandes sabios del pasado, pensé que así irían volviéndose más familiares y fáciles de asimilar página a página.

Remontarme en la historia hasta los orígenes de la ciencia moderna me ha dado la oportunidad para hablar de mis héroes científicos, de Galileo a Einstein, al referirme a las obras de sabios ilustres que todos conocemos al menos de nombre, así como de otros, más desconocidos, que también han contribuido a esta gran aventura. Este libro no es el trabajo imparcial de un historiador de la ciencia. Puede que haya cometido errores de detalle al describir esta historia del conocimiento tan rica en inflexiones. Las páginas que siguen deben entenderse más bien como mi visión personal de la evolución del conocimiento sobre la luz a lo largo de los siglos, tal y como yo la he interpretado y como me ha guiado e inspirado en mis propias investigaciones.

Este libro entrelaza esta historia de la luz con mi experiencia personal. Está dividido en dos partes de extensión aproximadamente similar. Tres capítulos, el primero y los dos últimos, cubren los pasados sesenta años. Describen mis investigaciones y las de mis contemporáneos de cuyos descubrimientos he sido testigo. Los lectores que tengan cierto conocimiento de las bases de la física y estén interesados en los acontecimientos modernos de la ciencia de la luz y los láseres pueden comenzar por estos capítulos. La parte central del libro, los capítulos 2 a 5, compone un telón de fondo que presenta una visión panorámica de la ciencia de la luz entre los siglos XVII y XX. En ellos muestro cómo, al

evolucionar, esta ha influido de manera decisiva sobre nuestra visión del mundo. Estos capítulos ilustran también los profundos vínculos que se han establecido, desde los comienzos de la ciencia moderna, entre la investigación fundamental, motivada por la pura curiosidad, y las actividades humanas dedicadas a la exploración del planeta, así como al desarrollo del comercio y de la industria. Confío en que interese al lector no científico y que recuerde al especializado detalles ignorados u olvidados de una historia apasionante y llena de sorpresas.

He ilustrado el libro con numerosas figuras, pero no me refiero a ellas de manera explícita en el texto para que su lectura sea más fluida. Algunas de las ilustraciones y sus leyendas son complementos que pueden consultarse de forma independiente. En la medida de lo posible, también he intentado que los capítulos puedan leerse por separado, al centrarlos sobre distintos periodos de la historia de la luz o de mi trayectoria personal. No obstante, hay referencias de un capítulo a otro que vinculan las ideas y los conceptos que se abordan a lo largo de las páginas en diferentes contextos. En el apéndice presento una lista de obras en varias de las cuales me he inspirado, y a la que he añadido tres publicaciones propias. Un índice alfabético de los científicos, agentes pasados y presentes de esta historia, remite a las páginas donde se los menciona. Las biografías de varios de ellos, a las que se accede fácilmente en Wikipedia, pueden consultarse como complementos útiles a la lectura del libro.

1

El despertar de una vocación

Desde hace unos años, me suelen formular la siguiente pregunta: «¿Por qué se hizo investigador? ¿De dónde viene su pasión por la ciencia?». Cuando hablo a estudiantes de secundaria o universitarios, no hay ocasión en que no me lo pregunten, algo que no ocurría cuando era más joven. En mis conferencias de hace una veintena de años, quienes me escuchaban estaban más interesados en mi investigación que en mis motivos. La edad y los honores la han acompañado son la causa de estas interpelaciones recientes. No las rehúyo, sino que procuro responder con la mayor honestidad y precisión de las que soy capaz, porque la cuestión, más allá de lo que a mí respecta, es interesante. ¿Por qué nos hacemos investigadores? ¿Qué representaba la ciencia hace sesenta años para un joven que se lanzaba a esta aventura?

Recordar los años de mi infancia y adolescencia ante un auditorio de jóvenes que viven en un mundo muy distinto del de aquella época es un ejercicio algo nostálgico, pero también estimulante. Con frecuencia, el debate que se suscita me demuestra que, a pesar del tiempo transcurrido, la curiosidad de la juventud sigue siendo la misma. Nuestro conocimiento fundamental sobre el universo y la vida ha aumentado de forma considerable, los medios con que contamos para instruirnos y recopilar información sobre el mundo son inmensamente más potentes hoy día, pero el entusiasmo que detecto en los ojos de los jóvenes que me escuchan y en

sus preguntas no son muy diferentes de los que me motivaban cuando yo tenía su edad. Solo que el mundo en el que crecen ellos es más complejo, más difícil de comprender, que aquel en el que tuve la suerte de vivir.

Durante el periodo de los Treinta Gloriosos de mi juventud reinó, a pesar de la Guerra Fría y los sobresaltos de la descolonización, la esperanza de que el mundo se encaminaba hacia un futuro de progreso y de civilización cada vez más avanzada e ilustrada. Los jóvenes que se sentían atraídos por la investigación encontraban con mayor facilidad que ahora los caminos que les permitían ejercer su pasión. La confianza en el conocimiento aún no se había visto socavada por el veneno de la posverdad que hoy arremete contra los propios principios de la ciencia. Malraux había anunciado que el siglo XXI sería indudablemente religioso, pero nosotros no nos lo acabábamos de creer y yo jamás habría podido imaginar que hoy viviría en un mundo tan irracional, donde el creacionismo goza de buena salud y una proporción nada despreciable de la población piensa que la Tierra es plana o que las vacunas son peligrosas.

Desde luego, los estudiantes que me interpelan no creen en estas bobadas, pero se trata de auditorios selectos, dispuestos a escucharme y a compartir los valores del método científico. Es crucial que dichos valores no sean privativos de una minoría educada frente a una masa que duda o que se deja influir por las mentiras. Nuestra sociedad tiene más necesidad que nunca de ciencia, y hablar de la curiosidad en general y de la curiosidad científica en particular, así como de aquello que la propicia, es una cuestión esencial. Este es el mensaje que intento transmitir a quienes vienen a escucharme.

Les hablo de los avances hacia el conocimiento cuya historia me ha fascinado y de aquellos de los que he sido testigo desde hace más de medio siglo. Con ello, espero mostrarles la belleza de la labor científica y la fuerza

de sus valores. Cuando les hablo de ciencia, me siento impelido a recordar lo que es la verdad científica, una noción sutil y en evolución. Es esta búsqueda a tientas de la verdad, que atraviesa periodos de dudas y de recelos pero también de esplendorosos momentos de exaltación y triunfo, lo que aspiro a describir en este libro.

PRIMERAS PASIONES: DE LAS MATEMÁTICAS A LA ASTRONOMÍA

Pero volvamos a la pregunta inicial: ¿por qué me hice investigador? Desde que tengo memoria, siempre me atrajeron los números y me apasionó hacer mediciones. Recuerdo, siendo muy niño, haber contado los azulejos de la pared del cuarto de baño y los adoquines del patio del colegio. Medía la longitud de la diagonal de un cuadrado o un rectángulo y la comparaba con las de sus lados. Estaba haciendo trigonometría sin saberlo. La idea de clasificar objetos a partir de medidas precisas también me llevó a rellenar una tabla con la lista de los metales, ordenados de menor a mayor densidad, del ligero aluminio al pesado uranio. En aquella época no había internet ni Google, y saqué todos estos datos de un *Pequeño Larousse ilustrado*. Desde mi más tierna infancia, siempre me encantó medir, clasificar y comparar.

La geometría también me apasionaba. Enseguida empecé a trazar círculos con compás y elipses sujetando un cordel con dos clavos, que tensaba con ayuda de un lápiz. Desde los once o doce años, me fascinó el número pi. Recuerdo verlo escrito en una de las paredes del Palais de la Découverte, que visitaba con asiduidad, donde sus decimales formaban una larga espiral.

Que esta secuencia se prolongase hasta el infinito, sin que pudiera detectarse en ella ninguna regularidad ni repetición, me fascinaba.

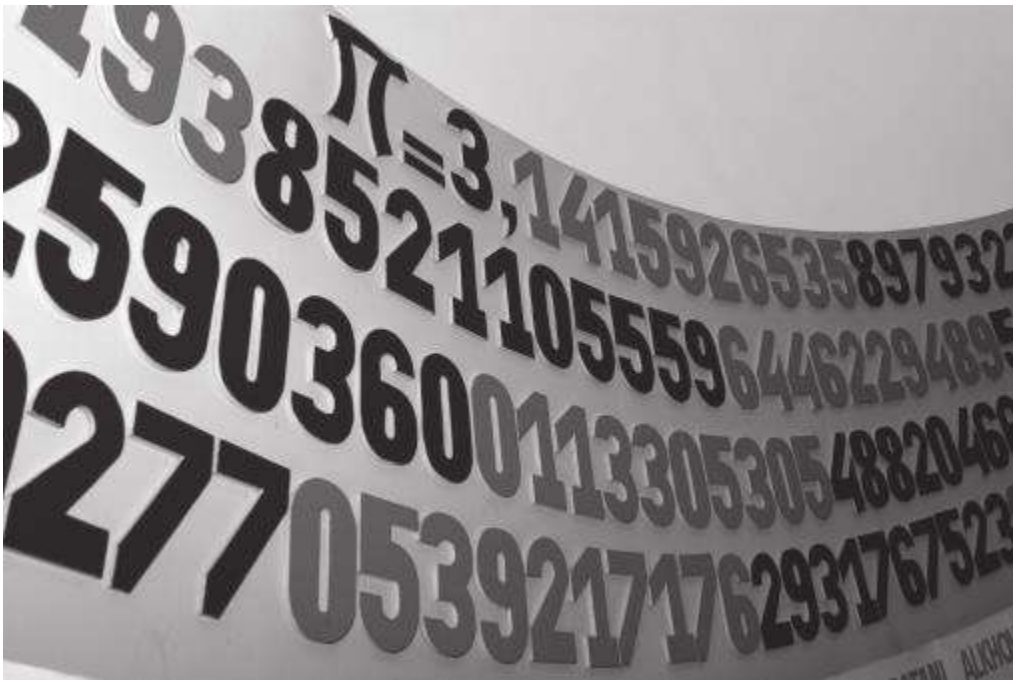


FIGURA 1.1. El número pi en la pared del Palais de la Découverte (© Palais de la Découverte / C. Rousselin).

¿Cómo éramos capaces de determinar esta sucesión de cifras con precisión infinita, mientras que mis medidas, obtenidas a partir de las figuras que tan torpemente trazaba, solo me decían que pi, la relación entre la circunferencia y el diámetro de un círculo, era algo mayor que 3?

El misterio de este número iba aún más allá. En el Palais de la Découverte había un experimento interactivo que me intrigaba. Consistía en lanzar una aguja al suelo y contar el número de veces que caía entre dos listones. El cartel explicativo que lo acompañaba indicaba que, si la aguja tenía una longitud igual al grosor de los listones, la probabilidad de que aquello sucediera era igual a 2 sobre pi, en torno a un 64 por ciento. Y los visitantes sucesivos, presionando un botón, efectuaban un lanzamiento cuyo resultado se añadía a las estadísticas, que se mostraban en un contador.

El valor de pi, que se obtenía tras varias decenas de miles de

lanzamientos, daba el número con dos o tres decimales exactos. Me intrigaba que eso se pudiese determinar mediante un experimento como este, y empecé a concebir la noción de probabilidad y a vislumbrar su relación con las matemáticas. Al volver a casa, a veces repetía el experimento con un puñado de lápices, que lanzaba sobre el parqué de mi habitación. No fue hasta mucho tiempo después cuando logré convencerme mediante un razonamiento de que el valor de pi y las propiedades del círculo desempeñaban efectivamente un papel en el cálculo de la probabilidad de que los lápices tocasen dos listones al mismo tiempo.

El planetario del Palais de la Découverte enseguida me atrajo hacia la astronomía. Recuerdo la bóveda estrellada recorrida por el ballet de los zigzagueantes planetas y los amaneceres recortando la silueta de los monumentos parisinos que había representados en la base de la cúpula del planetario. El astro hacía que las estrellas se fuesen apagando mientras una música triunfal acompañaba la nueva aurora y los espectadores salían deslumbrados, tratando de acostumbrarse poco a poco a la luz del día.

La *Astronomía popular* de Camille Flammarion, un gran infolio, me permitió, a los doce o trece años, profundizar en lo que había vislumbrado en el planetario. Hace tiempo que perdí ese libro, pero recuerdo sus ilustraciones y las fotografías de la Luna y los planetas, sobre todo de Júpiter y Saturno, vistos a través de telescopios; fotos mucho menos precisas que las de las sondas espaciales que hemos enviado desde entonces, pero que me fascinaban. El libro también hablaba de los grandes descubrimientos que habían situado al hombre en el universo: de Tycho Brahe, que midió la posición de los planetas a simple vista; de Copérnico y su hipótesis heliocéntrica; de Kepler, que determinó la forma de las órbitas y la ley de las velocidades de los planetas; de Galileo, que fue el primero en apuntar un telescopio de refracción hacia el firmamento; y de Newton, que

explicó, mediante unas matemáticas que antes tuvo que inventar, todo lo que sus predecesores habían descubierto. Aplicando mi manía clasificatoria a los planetas, los ordenaba según su tamaño, su distancia respecto al Sol y su periodo de rotación orbital.

La *Astronomía popular* recordaba también a un personaje menos conocido que los ilustres científicos que acabo de mencionar. El libro hablaba de un joven astrónomo, Urbain Le Verrier, quien cien años antes de que yo naciera había predicho la existencia de un planeta desconocido que perturbaba la órbita de Urano. Además, había indicado la región del firmamento hacia la que los astrónomos debían apuntar sus telescopios para descubrir dicho planeta, que bautizó Neptuno. El hecho de que, haciendo cálculos, se pudieran predecir fenómenos nuevos y que el universo obedeciese leyes matemáticas es algo que me ha impresionado muchísimo desde aquella época y reconozco que aún no ha dejado de hacerlo. El libro también mencionaba que Le Verrier había tenido un rival en el astrónomo inglés John Couch Adams, que también había predicho, aunque con menos precisión, la existencia de Neptuno. Esta historia me proporcionó el primer atisbo de un aspecto de la investigación que el idealismo de la juventud ignora: la dura competencia entre investigadores —teñida en ocasiones de rivalidades nacionalistas— por el reconocimiento de la primicia de un descubrimiento. Unos años más tarde, en el primer ciclo de la secundaria, aprendí las matemáticas suficientes para comprender la teoría de la gravitación de Newton y seguir el razonamiento que, a partir de la ley de gravitación universal, conduce a unas órbitas planetarias elípticas. Me llamó la atención que esta ley explicase tanto la caída de los cuerpos como el movimiento de los planetas alrededor del Sol. Como sugería el libro de Flammarion, pude obtener la trayectoria de la Luna en torno a la Tierra calculando la distancia que aquella recorrería en un segundo hacia nuestro

planeta si su movimiento orbital no la impulsase en una dirección tangencial. Era este movimiento el que, combinado con su caída, hacía que la Luna se acercara constantemente sin llegar jamás a chocar con la Tierra. ¡Esta explicación fue para mí una revelación!

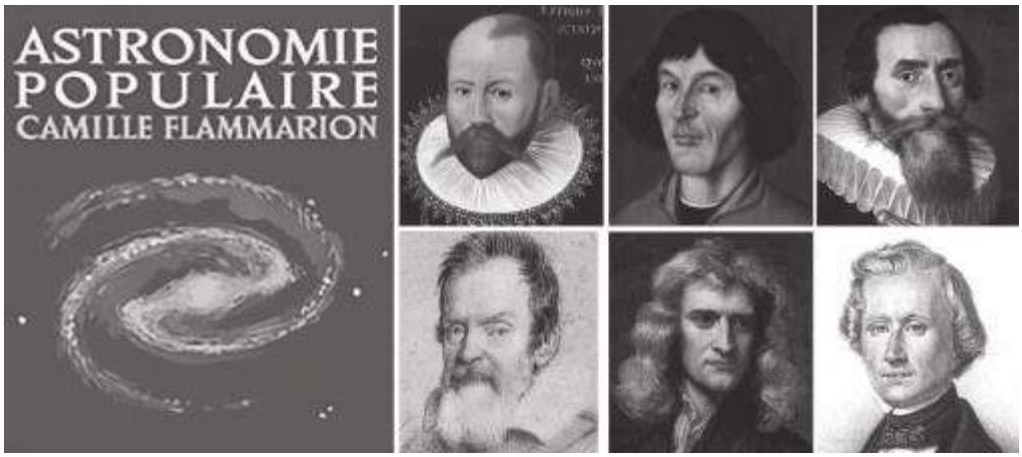


FIGURA 1.2. La *Astronomía popular* y los científicos cuyos descubrimientos mencionaba (*de izquierda a derecha y de arriba abajo)*: Tycho Brahe, Copérnico, Kepler, Galileo, Newton y Le Verrier.

Los acontecimientos de la época reforzaron esta pasión por la astronomía. En 1957, yo estaba en tercer curso cuando los rusos lanzaron el primer satélite artificial, Sputnik, y comenzó la carrera espacial entre la Unión Soviética y Estados Unidos. Me sentí muy orgulloso de poder calcular, con las matemáticas que acababa de aprender, la velocidad del Sputnik alrededor de la Tierra y su periodo de revolución, de en torno a una hora y media. Calculé también la velocidad de escape —once kilómetros por segundo—, la que hay que proporcionar a un cohete para que llegue a la Luna o pueda abandonar el sistema solar. Mi interés por la clasificación y las comparaciones me condujo, de manera natural, a calcular el valor de

esos mismos parámetros para nuestro satélite y los distintos planetas, y a determinar cuánto pesaría yo en Marte o en Júpiter.

Mi fascinación por la astronomía se sumó entonces a otra pasión que había desarrollado desde mi más tierna infancia: aquella por la historia de la exploración de la Tierra. Había leído las aventuras de Colón, Magallanes, Cook, Bougainville y Lapérouse. Me conmovió la epopeya del capitán Scott, que murió de agotamiento y de frío en la Antártida después de que el noruego Amundsen lo adelantase en la conquista del polo sur; otra historia de competición por ser el primero, más trágica que la que había enfrentado a Le Verrier y Adams. Escribí a Paul-Émile Victor, el explorador francés de las regiones polares, para hablarle de mi pasión, y me llenó de orgullo recibir como respuesta una postal con una nota autógrafa. Mis dos pasiones —la astronomía y la exploración— confluían en la carrera por conquistar la Luna.

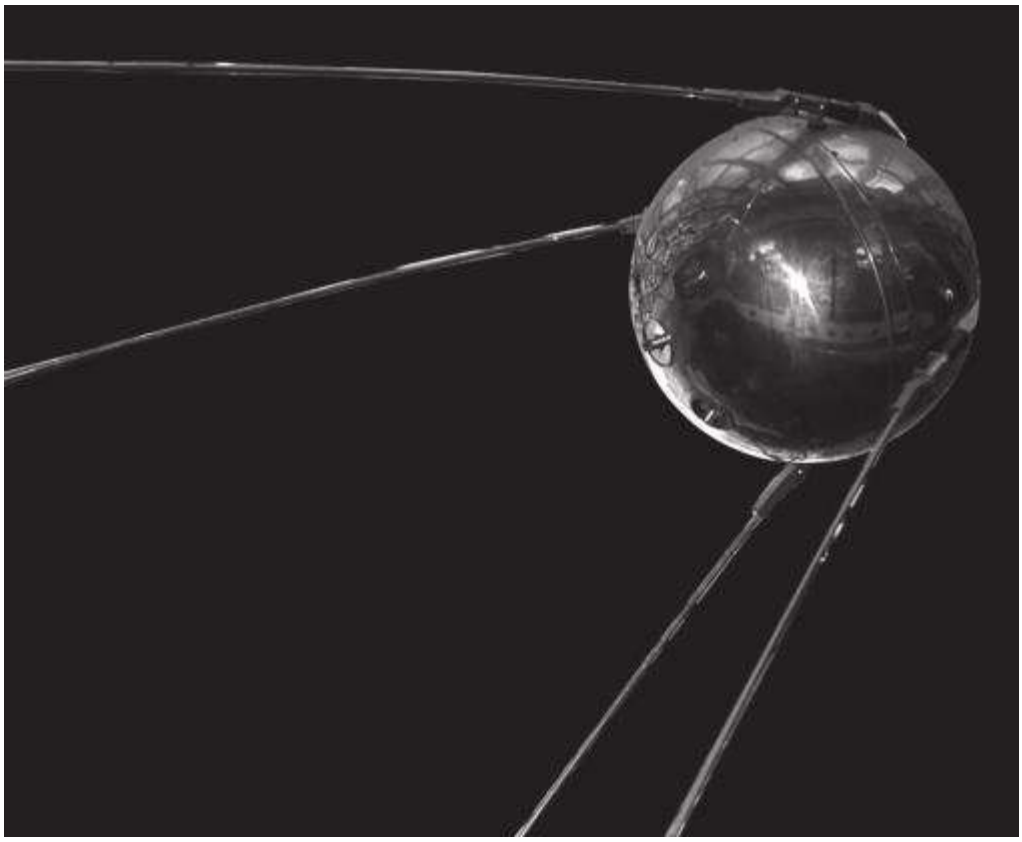


FIGURA 1.3. Sputnik I, el primer satélite artificial, lanzado en 1957 (© NSSDC / NASA).

Reconstruyo aquí las impresiones y experiencias del alumno de secundaria que fui a finales de los años cincuenta. Supongo que es evidente que era un buen estudiante, con curiosidad por la ciencia y un entusiasta de las matemáticas. La conquista del espacio, con su faceta arriesgada, daba a mi pasión por los números un toque de romanticismo. Poder calcular, con mis conocimientos escolares limitados al cálculo integral y diferencial, el movimiento de los satélites y los cohetes de los que hablaban los periódicos día tras día me proporcionaba una sensación de entusiasmo y exaltación que aún recuerdo vivamente.

Dicho lo cual, mi curiosidad y mis ganas de explorar y de descubrir el mundo no tenían nada de excepcional. Son rasgos innatos en los niños, alimentados en mi caso por unos padres cariñosos y cultos, así como por

excelentes profesores, muchos de ellos apasionados de lo que me enseñaban, ya fuese historia, literatura o matemáticas. Mi afición al cálculo y el placer que experimentaba al resolver problemas de álgebra o de geometría orientaron mi curiosidad innata hacia la ciencia, y mi primera inclinación fue hacia la astronomía, que se me presentaba como la prolongación natural de la exploración de la Tierra. El Programa Apolo, que iba a llevar hombres a la Luna, fue una hazaña que seguí con pasión. Veía esa exploración como una aventura virtual que me transportaría hacia las estrellas a través de la observación y las matemáticas. Poco a poco, más que Scott y Cook, mis héroes pasaron a ser Kepler, Galileo y Newton.

Los programas de matemáticas y física han cambiado mucho desde que cursé mis estudios. Hoy en día, los alumnos de secundaria ya no saben deducir la órbita de un satélite. Su capacidad de cálculo no les permite captar directamente los fenómenos fundamentales de la mecánica clásica. Muchos aprenden la física como una lección práctica, una historia cualitativa en la que las leyes simples de la mecánica y los resultados más esotéricos de la física moderna se encuentran casi en el mismo plano, como propiedades del mundo de las que hay que tener cierta idea, sin ser capaces de comprenderlas del todo. Me pregunto qué efecto habría surtido sobre mí este cambio de enfoque. ¿Habría estado tan decidido a hacerme investigador si no hubiese tenido, desde muy temprano, la posibilidad directa de entrever, gracias a las matemáticas, la riqueza de la ciencia, la exaltación de comprender y el privilegio de poder seguir el pensamiento de los gigantes que eran para mí gente como Newton o Galileo?

Tras acabar el bachillerato, me orienté hacia las clases preparatorias del instituto Louis-le-Grand, la vía natural para acceder a las grandes escuelas. Durante dos años de trabajo intensivo, las matemáticas prevalecieron sobre la física. Aprendí lo esencial de aquello que, en lo sucesivo, debería

servirme en análisis, cálculo diferencial y álgebra de espacios vectoriales. Estos nombres misteriosos para el profano designan los métodos matemáticos que usa el físico a diario para calcular las trayectorias de objetos sometidos a distintos tipos de fuerzas, pero también la propagación de ondas, el extraño comportamiento de los sistemas cuánticos o incluso las propiedades estadísticas de un conjunto de partículas. Entonces aprendí, entre otras cosas, cómo calcular los decimales del número pi que me habían mareado unos años antes. Aún disfrutaba del reto que suponía la resolución de un problema difícil, aunque la necesidad de preparar los exámenes de acceso me obligaba a limitarme a los problemas tipo, a menudo repetitivos.

También fue durante estos años de clases preparatorias cuando tomé conciencia de que algunos de mis camaradas eran mejores que yo en matemáticas puras. Conceptualizaban con mayor facilidad ciertos principios abstractos y se interesaban más por la estructura de las matemáticas y su axiomática que por su utilidad para calcular efectos concretos. Era la época, los años sesenta, en que imperaba el bourbakismo, llamado así por Nicolas Bourbaki, un personaje imaginario que un grupo de matemáticos francófonos había inventado y declarado jocosamente como su maestro. Este movimiento se caracterizaba por una fuerte tendencia a formalizar las matemáticas, lo que condujo en particular a introducir de un modo sistemático en aquella época la teoría de conjuntos en la enseñanza secundaria.

Recuerdo discusiones en las que uno de mis amigos cuya intuición yo admiraba me decía que la belleza de las matemáticas radicaba en su perfecta inutilidad. Yo esgrimía en su contra la nobleza del trabajo del físico, que no puede entretenerse en juegos estériles, sino que debe sufrir las restricciones de lo real y encontrar las fórmulas matemáticas que obedece la física. Y le espetaba que el físico era el explorador de la naturaleza y que

las matemáticas eran su buque insignia en esa exploración. Debía, como todo buen navegante que prepara su viaje, dotarse de la debida base teórica y cuidar sus conocimientos matemáticos para hacer buen uso de ellos en esa aventura de descubrimiento. Navegar entre fórmulas por mero placer, como hacía un matemático puro, era un juego banal para el que yo no estaba hecho. Es posible que esta racionalización, algo grandilocuente, fuese mi manera de buscar consuelo ante mis limitaciones matemáticas.

Por lo demás, mi formación subsiguiente me hizo ver lo ingenuos que éramos tanto mi amigo como yo en nuestra disputa, y que la separación entre matemáticas útiles e inútiles es algo imposible. Más de una vez, teorías abstractas, nacidas de la imaginación de matemáticos puros, han resultado ser esenciales para elaborar potentes teorías físicas. La teoría de grupos, concebida en 1832 por Évariste Galois para resolver ecuaciones algebraicas, acabó siendo, un siglo más tarde, una herramienta fundamental para dar cuenta de las simetrías que rigen los fenómenos, en particular en física cuántica.

Otro ejemplo lo constituye el análisis vectorial que describe la manipulación de vectores definidos en un espacio abstracto. Estos están representados por series de números, sus coordenadas en dicho espacio, que puede tener una cantidad arbitraria de dimensiones. Las transformaciones de estos vectores se describen mediante tablas de números llamadas matrices, y pueden ser rotaciones, traslaciones o incluso homotecias, alargamientos o acortamientos de los vectores. Las matemáticas definen el álgebra de las transformaciones, esto es, las reglas que rigen sus combinaciones. En general, el producto de dos transformaciones, el resultado de la acción sucesiva de ambas, depende del orden en que se realicen. Aplicar sobre un vector la transformación A seguida de la B da un

resultado diferente que el producto en el orden inverso, primero B y luego A.

Es fácil comprobar esta propiedad no conmutativa en el caso de rotaciones en nuestro espacio ordinario. Por ejemplo, coloquemos un libro en horizontal sobre una mesa, con la portada hacia arriba. Llamemos Ox al eje que forma el plano de la mesa alineado con el lomo del libro y Oz al eje perpendicular a este plano, de tal manera que el punto de intersección de estos dos ejes, O, coincida con la esquina inferior izquierda del libro. Giremos el libro 90° alrededor de Ox y, a continuación, el mismo ángulo en torno a Oz. El ejemplar reposa ahora sobre su lomo. Volvamos a la posición original y girémoslo ahora en el orden inverso, primero alrededor de Oz y luego de Ox. En este caso, el libro acaba también erguido, pero ahora se apoya sobre su cara más estrecha. Así pues, el resultado del producto de las dos operaciones depende del orden en que se efectúen.

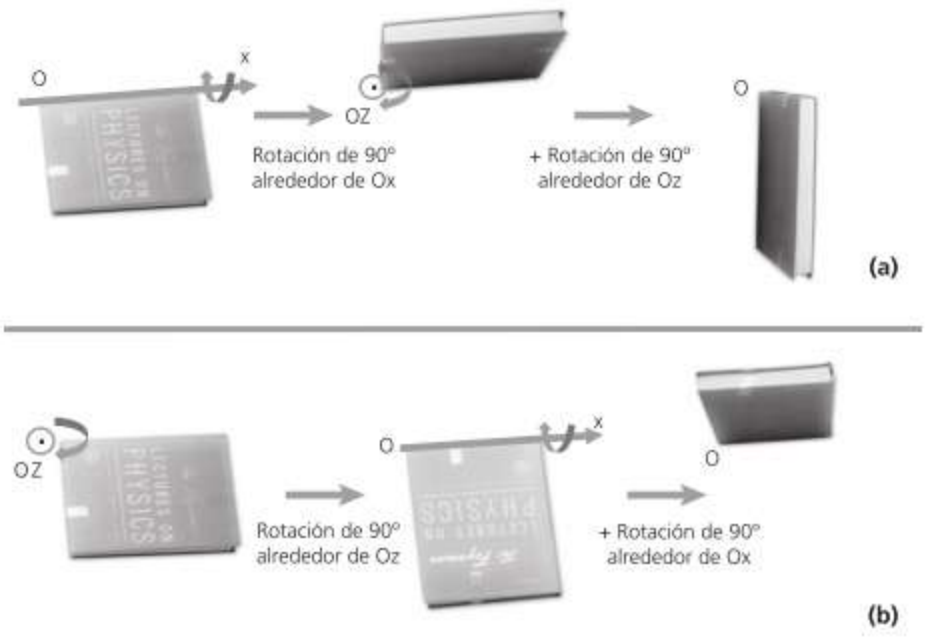


FIGURA 1.4. El producto de dos rotaciones no es conmutativo. Hacer rotar un libro alrededor de Ox y

a continuación alrededor de Oz (a) no da el mismo estado final que ejecutar el orden inverso (b). El gran libro rojo elegido para esta demostración, las *Lecciones de física*, de Richard Feynman, fue una de mis lecturas favoritas en los inicios de mis estudios universitarios.

Esta álgebra llamada «no conmutativa» es diferente de la de los números ordinarios, en la cual el producto de la multiplicación es, por naturaleza, independiente del orden de los factores. En un principio, se desarrolló como un juego matemático abstracto con matrices de números, y posteriormente resultó ser esencial en física cuántica para comprender el comportamiento contraintuitivo de los átomos. Dividir de este modo las matemáticas entre lo que es un juego abstracto y lo que es en efecto útil para la comprensión del mundo real es difícil, por no decir imposible. Lo que a veces nace como un juego en la mente de un matemático imaginativo puede acabar siendo una de las reglas de la naturaleza. He aquí, a un nivel más fundamental, algo que me fascinó desde joven: la extraordinaria correspondencia que existe entre las matemáticas y las leyes de la física.

En julio de 1963 fui admitido en la Politécnica (conocida como X) y en la Escuela Normal Superior. Opté sin dudarlo por la segunda, que era el camino natural hacia el objetivo que me había marcado, en una época en que la X era sobre todo una escuela de ingenieros que aún no había desarrollado sus ramas de investigación. Fue durante mis años en la Normal cuando aprendí de verdad cómo era la vida de un investigador, lo cual me llevó a elegir un camino diferente al que había soñado en el instituto y en las clases preparatorias. Quiero contar aquí cómo se produjo este cambio, para ilustrar la influencia que pueden tener los encuentros personales o el mero azar en la orientación de la carrera de un investigador.

INICIACIÓN EN LA FÍSICA MODERNA

El primer año en la Normal es un periodo de recuperación, de relajación tras la presión de las clases preparatorias y el intenso estudio para aprobar los exámenes de acceso a las grandes escuelas. Fue durante este año cuando conocí a Claudine, que estudiaba Psicología y Sociología en la Sorbona. No nos hemos separado desde entonces. Se entiende que asistiese a pocas clases ese año, y que pasara más tiempo en los cines y las cafeterías del Barrio Latino que en los bancos de los anfiteatros. Decidí seguir solamente dos asignaturas, una de profundización en matemáticas para la física y otra sobre la teoría de la relatividad. Mi inclinación por la astronomía requería una mejor comprensión de qué era la gravitación. Sabía que, medio siglo antes, Einstein había destronado a Newton al proponer una descripción radicalmente nueva de la gravitación que revolucionó los conceptos de espacio y de tiempo, así que quería conocer más sobre esta misteriosa teoría, de la que todo el mundo hablaba, pero que nadie de mi entorno comprendía en realidad.

Más adelante hablaré de la relatividad y las ideas contraintuitivas que introdujo en la física, pero aquí me limitaré a describir el efecto que tuvo en mí ese primer contacto con la vertiente más moderna de esta rama. Lo que había aprendido hasta entonces era la física tal y como se conocía a finales del siglo XIX, la que llamamos clásica. Incluía la mecánica, la ciencia del movimiento de los cuerpos sometidos a fuerzas, cuyo fundador había sido Newton; el electromagnetismo, la ciencia de los fenómenos eléctricos, magnéticos y ópticos, que se había culminado un siglo antes de mi llegada a la Normal con las formulaciones de Maxwell; y la termodinámica, la ciencia de los intercambios entre trabajo y calor, o entre orden y desorden si se quiere, que se desarrolló a lo largo del siglo XIX como resultado de la dedicación de una serie de científicos que iba de Sadi Carnot a Ludwig Boltzmann.

En esa física clásica, el tiempo y el espacio definían un escenario universal e inmutable sobre el cual se desarrollaba una obra perfectamente determinista. En principio, si conocíamos sus condiciones iniciales, se podía calcular todo lo que iba a pasar en un experimento. En situaciones simples, descritas mediante unos pocos parámetros, el determinismo se aplicaba sin dificultad y la evolución futura del sistema se calculaba a partir del conocimiento del presente. En sistemas formados por una gran cantidad de partículas, como los átomos o moléculas de un gas, el límite del conocimiento lo imponía únicamente la imposibilidad de conocer todos los parámetros en un determinado instante (la posición y la velocidad de todas las partículas), y los físicos se las apañaban codificando su ignorancia mediante la teoría de las probabilidades, que les permitía calcular promedios medibles, cantidades que eran los únicos parámetros pertinentes para el sistema en cuestión.

En el último curso de secundaria y en las clases preparatorias en el Louis-le-Grand me habían hablado de dos potentes teorías, la relatividad y la física cuántica, nacidas menos de medio siglo antes que yo, que habían revolucionado esas familiares concepciones de un espacio y un tiempo absolutos y de un determinismo triunfal. Pero todo eso seguía siendo algo misterioso, por lo que en mi año inaugural en la Normal decidí abordar en primer lugar el enigma de la relatividad, cuya comprensión me parecía primordial si quería emprender una carrera como investigador en astrofísica.

Esa asignatura sobre la relatividad fue una revelación. A partir de un principio simple, la independencia de la velocidad de la luz respecto del sistema de referencia en el que se mide, todo se deducía de manera lógica, irrefutable. Si la velocidad de la luz es una constante, la misma para todos los observadores, entonces no puede sumarse ni restarse a ninguna otra

velocidad y, por tanto, la ley de composición de velocidades, establecida desde Galileo y Newton, deja de ser válida. En la vida cotidiana esta ley nos dice, por ejemplo, que si nos desplazamos en coche por una carretera a velocidad v_1 y otro vehículo viene hacia nosotros a velocidad v_2, veremos como se aproxima a una velocidad $v_1 + v_2$. Si, por el contrario, ese otro vehículo circula en el mismo sentido que nosotros y nos adelanta, veremos como se aleja de nosotros a una velocidad $v_2 - v_1$. Para establecer esta sencilla ley, se admite el hecho «evidente» de que las distancias entre dos puntos y el intervalo temporal entre dos instantes son datos absolutos, válidos para todos los observadores. Si la ley clásica de composición de las velocidades es falsa debido a la luz, de ello se deduce que dicha evidencia es engañosa y debemos renunciar a las nociones intuitivas de tiempo y espacio absolutos.

Einstein describió esta revolución con imágenes sencillas, que vimos en aquel curso. Había imaginado experimentos mentales en los cuales relojes situados en el andén de una estación o a bordo de varios trenes comparaban el tiempo que marcaban mediante el intercambio de señales luminosas. A partir de estas experiencias virtuales, se podían establecer en unas pocas líneas las relaciones que describen cómo las longitudes y los intervalos de tiempo varían en función de si nos encontramos en el andén o en el tren. Las diferencias son mínimas para velocidades de decenas, o incluso varios cientos, de kilómetros por hora, y la variación de las longitudes y los intervalos en estas situaciones habituales es despreciable, lo que salva a la física newtoniana en nuestra vida cotidiana. Pero no sucede lo mismo a muy grandes velocidades, donde las llamadas correcciones relativistas pasan entonces a ser importantes. Hablaré de ello más adelante. Lo que me fascinó y cautivó en aquel entonces fue el carácter inevitable de esta teoría, el hecho de que, a partir de premisas tan sencillas, pudiésemos extraer

conclusiones tan fundamentales que no teníamos más remedio que aceptar, a pesar de su carácter extraño.

Hasta ahora solo he hablado de lo que se conoce como relatividad especial. El curso continuaba con un esbozo de la teoría de la relatividad general, que Einstein había elaborado para extender los conceptos de la misma a los movimientos acelerados. En lugar de trenes que circulaban a una velocidad constante, los experimentos mentales hablaban de cohetes que aceleraban al despegar o de ascensores en caída libre. La trayectoria de los cuerpos en estos sistemas de referencia en movimiento no uniforme se comparaba con la de los cuerpos en presencia de objetos masivos, y de esta comparación surgía la idea de que la presencia de masa en el espacio hacía que este se deformase; le confería una curvatura que influía en la trayectoria de los objetos que se movían en su presencia. El problema de la gravitación se transformaba así en uno de geometría en un espacio curvo, un problema que el matemático Bernhard Riemann había tratado como una de esas cuestiones «arbitrarias» que ya he mencionado aquí. ¡Otro ejemplo más de aplicación inesperada de matemáticas supuestamente «inútiles» a la física!

Las ecuaciones de la relatividad especial son sencillas. Poseen una simetría que traduce la belleza y la simplicidad de las ideas que están en su origen. A partir de las relaciones que describen las transformaciones de coordenadas espaciales y temporales al cambiar de sistema de referencia, en unas pocas líneas de cálculo se deduce la famosa ecuación $E = mc^2$, que expresa que toda masa de materia (m) tiene el potencial de liberar, con su aniquilación, una energía (E) igual a dicha masa multiplicada por el cuadrado de la velocidad de la luz (c). Se ha llegado a decir de esta fórmula, sin duda la más conocida de toda la ciencia por el gran público, que anunciaba la bomba atómica y las centrales nucleares. Ser capaz de llegar

hasta ella por mí mismo, de entender de dónde venía y de vislumbrar sus consecuencias, me proporcionó una extraordinaria sensación de euforia.

Esta asignatura sobre la relatividad la impartía un joven profesor, de apenas treinta años, Claude Cohen-Tannoudji, que nos presentaba las ideas físicas con gran claridad, situándolas en su contexto histórico y mostrándonos la relación entre Galileo, que había planteado los principios de la relatividad del movimiento en la mecánica, pasando por Newton, que había extraído las consecuencias matemáticas de ello, y Einstein, quien, aplicando las mismas ideas a los fenómenos luminosos, había revolucionado nuestra concepción del espacio y el tiempo. Partiendo del principio físico, Claude describía los experimentos mentales de Einstein y desgranaba con toda claridad los pasos de los cálculos que llevaban a las ecuaciones de la teoría. Por último, volvía a la física para extraer todas las consecuencias y describía los fenómenos que demostraban la validez de los principios tanto de la relatividad especial como de la general. Su claridad, el rigor de sus razonamientos y el entusiasmo por compartir con nosotros su admiración por los gigantes de la física cuyas ideas nos transmitía eran contagiosos. Yo salía de sus clases con la sensación de haberlo entendido todo, a pesar de que luego tuviese que trabajar mucho para asimilar todas sus sutilezas.

Llegué incluso a organizar un pequeño seminario sobre la relatividad para aquellos de mis compañeros que no habían seguido la asignatura, pero a quienes habían convencido mis entusiastas comentarios. Me esforcé por transmitirles los conocimientos que acababa de adquirir. Discutimos las paradojas de la teoría y las consecuencias más o menos filosóficas que implicaba para la visión del mundo. Estas clases improvisadas que impartí a mis compañeros en la atmósfera de gran libertad intelectual de la Normal despertaron en mí el gusto por la enseñanza. Disfrutaba del reto que suponía

hacer entender ideas sutiles, encontrar la mejor manera de transmitir una verdad científica y estudiar todas sus consecuencias. Es un gusto que no he perdido nunca. El esfuerzo pedagógico necesario para exponer una cuestión científica con claridad a mi público me permite aclarármela antes a mí mismo, lo cual a menudo me ha dado ideas para seguir profundizando mis conocimientos y para tomar nuevas direcciones en mis investigaciones. Ya entonces entendí que, para mí, la investigación no podía disociarse de la enseñanza.

Cuando supe que Cohen-Tannoudji también enseñaba en la Normal mecánica cuántica, la otra cuestión misteriosa de la que solo tenía una vaga idea, me apunté sin dudarlo en el DEA (diploma de estudios avanzados) en el que impartía esta asignatura. Si explicaba tan bien la física cuántica como la relatividad, podría satisfacer mi curiosidad. ¿Qué más daba que esta rama no tuviese una utilidad directa para investigar en astrofísica? (Pero estaba equivocado al respecto, pues la física cuántica ha demostrado ser esencial para estudiar la cosmología y describir el origen del universo).

Fuera como fuese, durante ese año de especialización, mi segundo en la Normal, se terminó de confirmar mi pasión por la física y decidí orientar mi carrera hacia la investigación. Se lo debo a la influencia que tuvo sobre el estudiante que yo era entonces el carisma de un profesor excepcional. Nunca se pondera bastante la importancia de los encuentros y las relaciones humanas en el nacimiento y la evolución de una vida como investigador. Claude Cohen-Tannoudji fue mi primer profesor en la universidad, después mi director de tesis, y siguió siendo un guía y una referencia durante el resto de mi vida científica.

La asignatura de mecánica cuántica del DEA cumplió con creces las expectativas. Claude volcó en ella el mismo entusiasmo y la misma claridad que en sus clases sobre relatividad. Las premisas fundamentales, que habían

sido enunciadas por el físico danés Niels Bohr menos de cuarenta años antes de que yo cursara la asignatura, eran menos sencillas que aquellas en las que se basa la relatividad. Pero Claude, que sentía una gran admiración por Bohr y nos hacía partícipes de ella, nos presentaba los postulados cuánticos con gran autoridad y claridad, y de ellos se deducían todas las consecuencias. El mundo microscópico de los átomos se iba revelando poco a poco.

La física cuántica nació de la observación de fenómenos atómicos que la física clásica del siglo XIX no era capaz de explicar. Claude comenzó su asignatura recordándonos la evolución histórica de las ideas que habían llevado a la revolución cuántica. En un principio creí estar pisando terreno más o menos familiar. Al fin y al cabo, ¿no me habían contado en el instituto y en las clases preparatorias que el átomo era como un pequeño sistema solar en el cual el núcleo hacía las veces del Sol y los electrones, las de los planetas? Y la ley de atracción eléctrica entre los núcleos, con carga positiva, y los electrones, negativos, ¿no tenía acaso la misma forma que la de la gravitación, en la que la fuerza disminuía con el cuadrado de la distancia entre el núcleo y el electrón? Los órdenes de magnitud eran sin duda diferentes, pero los conceptos tenían que ser parecidos, y esta analogía debía permitir abordar la física de los átomos con ideas ya conocidas.

Esta impresión se desvaneció enseguida. La gran diferencia entre la física clásica que siguen los planetas y la de los electrones en los átomos, según me habían explicado en las clases preparatorias, es la cuantización de las órbitas electrónicas; el hecho de que, por algún motivo que entonces me parecía misterioso, los electrones en un átomo solo pueden gravitar en determinadas órbitas de energía bien definidas. También me enseñaron que esta extraña cuantización se aplica igualmente a la luz, que está constituida por paquetes discretos de energía llamados *fotones*. Cada fotón en una onda

de frecuencia *v* transporta una energía $E = hv$, donde *h* es la famosa constante que el célebre físico alemán Max Planck introdujo en 1900, lo que señaló de forma simbólica el nacimiento de la física cuántica.

Los electrones atómicos solo pueden pasar de una órbita a otra mediante saltos cuánticos instantáneos, en los que emiten o absorben un fotón cuya energía es igual a la diferencia entre las de la órbita inicial y final de la transición. La frecuencia de la luz, que es inversamente proporcional a su longitud de onda, aumenta de forma continua, como nos explican en secundaria, a medida que el color pasa del rojo al azul. En consecuencia, los átomos solo emiten o absorben ciertos colores bien definidos, que son los de aquellos fotones cuya energía es igual a la perdida o ganada por los electrones en la transición que los lleva de un nivel discreto a otro.

La *Astronomía popular* de Flammarion ya me había mostrado los espectros de absorción, observados desde la primera mitad del siglo XIX por el físico alemán Joseph von Fraunhofer. Usando una retícula de difracción, había dispersado la luz del sol en un espectro continuo que se extendía del rojo al violeta y había visto en ese arcoíris líneas oscuras que correspondían a las frecuencias que eran absorbidas por átomos presentes en la atmósfera solar. Estas líneas constituyen una especie de código de barras universal para los distintos átomos en cualquier lugar del universo. El hidrógeno, el carbono o el helio poseen espectros distintos, y su identificación en la luz procedente de la atmósfera de las estrellas o en las nubes de gas interestelares atestigua la presencia de estos elementos en los astros o en los espacios intersiderales.

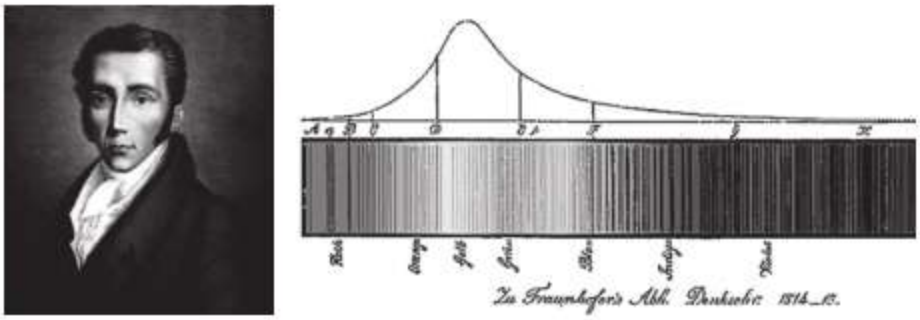


FIGURA 1.5. Joseph von Fraunhofer y las líneas oscuras de absorción atómica en el espectro del sol.

Me intrigaba y fascinaba el hecho de que a luz transportase de esta manera información esencial sobre la composición del mundo, que todos los átomos tuvieran las mismas huellas espectrales, y que se pudiera detectar su presencia a millones de años luz observando y clasificando espectros medidos por los instrumentos acoplados a nuestros telescopios. Pero todo esto no dejaba de ser en buena medida una lección práctica. ¿De dónde provenía el carácter discreto de estos espectros? ¿Cómo podíamos estar seguros de su universalidad? ¿Mediante qué cálculos podíamos predecirlos? ¿Existía para la física de los átomos una fórmula tan sencilla y de alcance tan general como la $E = mc^2$ de la relatividad, cuya demostración tanta satisfacción me había procurado? La asignatura de mecánica cuántica del DEA me proporcionaría las respuestas a estas preguntas.

Todas ellas fueron sorprendentes y pusieron de manifiesto una vez más el vínculo profundo e inesperado que existe entre las matemáticas abstractas y la física concreta. La teoría cuántica asigna a cada estado o configuración de un sistema físico un vector matemático en un espacio abstracto cuyo número de dimensiones depende del sistema estudiado. Este puede ser un

simple electrón, una molécula o un sólido compuesto por una cantidad inmensa de partículas. El sistema descrito por la física cuántica puede también ser inmaterial, por ejemplo: luz visible o una onda electromagnética como la que detectan nuestros aparatos de radio o de televisión (o incluso los actuales teléfonos móviles, que no existían en la época que aquí evoco). El vector cuántico asociado a un sistema dado tiene tantas coordenadas, tantas dimensiones en el espacio abstracto en el que se encuentra, como configuraciones posibles existen para dicho sistema. No hay que confundir el espacio clásico tridimensional, en el cual se producen los fenómenos físicos, con el espacio abstracto del mundo cuántico, cuyo número de dimensiones depende de cuál sea el sistema estudiado. Para algunos, dicho número es finito (D = 2 en el caso más simple, en el que el sistema solo evoluciona entre dos estados cuánticos). Para otros, el número de dimensiones del espacio es infinito, y el vector que representa el estado cuántico posee una infinidad continua de coordenadas.

La teoría introduce, asimismo, operadores que actúan sobre estos vectores, que representan las transformaciones que puede experimentar el sistema. Puede tratarse de rotaciones o traslaciones en el espacio, o de su evolución en el tiempo. Por lo general, estos operadores no conmutan entre sí (término que ya he introducido antes). Es esta propiedad algebraica de no conmutación la que conlleva la discretización de los valores que toman algunas de las magnitudes que se miden en estos sistemas. Se entiende así la cuantización de los estados de energía atómica y la del propio campo electromagnético, formado por componentes de diferentes frecuencias, llamadas modos del campo. Cada modo tiene una escala de estados de energía discretos, a intervalos equidistantes, los cuales corresponden a un número preciso de fotones en el modo del campo estudiado.

No es cuestión aquí de ofrecer una descripción detallada de la teoría

cuántica ni de analizar todas sus propiedades extrañas y contraintuitivas. Volveré más adelante sobre algunos de estos aspectos. Solo pretendo revivir la disposición en la que me encontraba durante el curso universitario de 1964 y 1965, cuando aprendía las reglas del mundo cuántico y empezaba a aplicarlas. La herramienta matemática indispensable era el álgebra vectorial de los espacios de Hilbert, nombre del matemático alemán contemporáneo de Einstein que había establecido sus reglas. Se trataba del espacio de estados en el que evoluciona todo sistema cuántico. Conocía esta álgebra de las clases preparatorias, pero ahora podía aplicarla, darle una «encarnación» concreta, al utilizarla para analizar los fenómenos del mundo atómico y comprender por fin cómo se calculaban las frecuencias del espectro emitido o absorbido por los átomos. La sencilla fórmula de Planck, $E = h\nu$, que relaciona energías y frecuencias, se hallaba omnipresente en la teoría. Era, por decirlo así, el equivalente para la física cuántica de la ecuación $E = mc^2$ de la relatividad.

¡CÁLLATE Y CALCULA!

No está de más recordar que el formalismo cuántico con el cual me estaba familiarizando entonces había sido descubierto menos de cuarenta años antes. Volveré en otros capítulos a los debates entre Einstein, Bohr y otros protagonistas que acompañaron el nacimiento de la física cuántica. La interpretación del formalismo, los intentos por hacer encajar las confusas ideas cuánticas con las concepciones clásicas del mundo dominaron en un primer momento el pensamiento de los físicos. Pero enseguida, desde principios de los años treinta, la comunidad científica se dedicó casi en exclusiva a entender las propiedades del mundo microscópico y de la luz a

través del formalismo. Las cuestiones de interpretación, consideradas estériles, quedaron relegadas a un segundo plano. Esta actitud estaba justificada en buena medida por los éxitos de esta perspectiva, que en muy poco tiempo reveló los misterios del átomo, de su núcleo y de la materia condensada. Además, permitió desentrañar las propiedades fundamentales de la interacción entre electrones y fotones, lo que condujo a la potente teoría de la electrodinámica cuántica. Y, durante mis años en la Normal y los inmediatamente posteriores, este enfoque pragmático llevó a la teoría de campos y al modelo estándar de las partículas elementales, que hasta la fecha representa la teoría física más exitosa de la naturaleza. Se impuso el punto de vista que consistía en utilizar la física cuántica sin plantearse demasiadas preguntas sobre su interpretación. La consigna con la que se replicaba a quienes seguían haciéndose preguntas —de entre los cuales Einstein, por aquel entonces en Estados Unidos, y Louis de Broglie, en Francia, eran las cabezas visibles— fue: «Shut up and calculate» («Cállate y calcula»).

Claude Cohen-Tannoudji, a pesar de su admiración por Einstein, se adhirió en buena medida a este pragmático enfoque. Sin soslayar los problemas que planteaba la interpretación de la teoría, que mencionaba de pasada, dedicaba el grueso de sus clases a armar a sus alumnos para hacerlos buenos calculadores del mundo cuántico. Su punto de vista era, según me pareció, que está bien constatar que la naturaleza obedece leyes que pueden parecer extrañas, lo cual quizá nos asombre una vez, pero que es inútil negar que es así y buscar en otro lado antes de haber extraído todas las consecuencias de la teoría al confrontarla con resultados experimentales cada vez más precisos.

En la década de 1980, unos veinte años después de la época que rememoro en estas líneas, el enfoque respecto a la mecánica cuántica

evolucionó. Las preguntas sobre la interpretación de la teoría volvieron al primer plano, aunque sin poner en duda el enfoque pragmático, que no ha dejado de demostrar su eficacia. Este retorno a las interpretaciones se debe a que los aspectos extraños de la física cuántica, los más contraintuitivos para nosotros, en tanto que observadores del mundo clásico de los objetos macroscópicos que somos, ahora pueden manifestarse de manera espectacular en los experimentos en los que se manipulan átomos, moléculas o fotones aislados.

La extrañeza cuántica, oculta durante mucho tiempo en los objetos compuestos por gran cantidad de partículas, ahora puede saltar a la vista, por decirlo así. Más adelante recordaré este resurgir de las cuestiones de interpretación en la física cuántica. Pero agradezco haber aprendido tanto al respecto en aquel curso del DEA con Claude Cohen-Tannoudji sin haber tenido que plantearme demasiadas preguntas. Y tengo mis dudas sobre la tendencia actual, que consiste en introducir a los jóvenes alumnos en la física cuántica poniendo estos interrogantes en primer plano. Creo que es sin duda más eficaz empezar por un «cállate y calcula» que abordar cuestiones que quizá nunca tengan una respuesta definitiva en nuestro cerebro, programado como está, por la evolución darwiniana, para comprender intuitivamente el mundo de los objetos macroscópicos y no el de los átomos o los fotones.

CUANDO LOS ÁTOMOS Y LOS FOTONES SON PEONZAS: EL BOMBEO ÓPTICO

La asignatura de mecánica cuántica no fue la única en la que nos hablaron de átomos aquel año en la Normal. Alfred Kastler y Jean Brossel, los dos mentores de Claude, también enseñaban allí. Juntos habían inventado en los

años cincuenta el método del *bombeo óptico*, un procedimiento que permite, al iluminarlos con luz, orientar en una misma dirección los electrones de los átomos de un gas contenido en un recipiente de vidrio. Esta *imantación atómica* está estrechamente relacionada con los movimientos de rotación de las cargas eléctricas contenidas en los átomos. Para explicar qué es el bombeo óptico, que tan esencial fue en mi formación como investigador, tengo que hablar de electrones, de átomos y de fotones que giran.

Las rotaciones son omnipresentes a nuestro alrededor, empezando por el universo cuyo estudio fue mi primera pasión. Los planetas giran sobre sí mismos y alrededor del Sol, y todo el sistema solar es arrastrado, junto con las demás estrellas de nuestra Vía Láctea, en un movimiento conjunto de rotación galáctica. Lo mismo ocurre con los demás miles de millones de galaxias que pueblan el universo, agrupadas en enormes cúmulos. Los remolinos de estrellas a menudo forman brazos en espiral de centenares de miles de años luz de extensión. Estas estructuras son prueba directa de los gigantescos movimientos rotatorios que tienen lugar en el universo.

Si volvemos a la Tierra, la rueda y la rueca que se usaba para hilar la lana fueron los primeros inventos humanos en hacer uso del fenómeno de la rotación. Las revoluciones industriales modernas multiplicaron su uso, ya fuese en forma de dinamos o de turbinas de motor o eólicas. A su vez, la física cuántica nos reveló, a una escala completamente distinta, la importancia de los fenómenos giratorios ocultos en la materia y en la luz, que hoy se aprovechan en diversos aparatos, algunos de los cuales se basan en el bombeo óptico.

La rotación de un objeto se caracteriza por su frecuencia, que suele representarse mediante la letra griega ν y es igual al número de giros que efectúa por segundo. La unidad de frecuencia es el hercio (Hz), en honor de

un físico alemán de finales del siglo XIX de quien hablaremos más adelante. Otra manera equivalente de expresar una rotación es a través de su velocidad angular. Los ángulos de rotación se suelen medir en radianes, el ángulo de unos 57º en el centro de un círculo que comprende un arco de longitud igual al radio de este. Una vuelta al círculo equivale por definición a 2π radianes. La velocidad angular —que normalmente se representa como ω— de un objeto en rotación con frecuencia ν es, por lo tanto, igual a $2\pi\nu$ radianes por segundo.

Las rotaciones que se observan en la naturaleza o en los objetos de nuestra civilización industrial cubren un gigantesco espectro de frecuencias. En términos galácticos, cuyos periodos pueden llegar a ser de miles de millones de años, estas pueden tener una frecuencia del orden de 10^{-17} hercios (¡una fracción de hercio igual a 1 dividido por 100.000 billones!). En el extremo opuesto, un electrón se puede representar clásicamente como una partícula que orbita alrededor de un núcleo atómico con una frecuencia típica de 10^{15} hercios (mil billones de vueltas por segundo). Entre estos dos límites, se encuentran los órdenes de magnitud de las frecuencias a las que orbitan los planetas en torno al Sol (del orden de 3×10^{-8} hercios para la Tierra) y las de su rotación diaria sobre sí mismos (un día corresponde a 1/86.400 hercios). En orden creciente y aproximadamente equidistantes —en potencias de 10— entre las frecuencias de las galaxias y las de los electrones, tenemos las de las agujas del reloj, las ruedas, las ruecas y las palas de aerogeneradores y turbinas; esto es, las de todos los objetos que nuestra civilización ha inventado (de 1/3.600 hercios para el minutero de un reloj de pulsera a varios cientos de hercios para las turbinas y las sirenas).

Que estas frecuencias cotidianas se sitúen en mitad de la escala logarítmica de frecuencias no es casualidad. Esto se debe, por supuesto, al valor de la unidad de tiempo, el segundo, definido ya en la época

babilónica, que mide un intervalo corto del orden de un latido, directamente perceptible para nuestros sentidos. No resulta, por tanto, sorprendente que las frecuencias de los fenómenos de nuestra vida cotidiana se expresen en cantidades de hercios ni demasiado pequeñas ni demasiado grandes, mientras que las de los fenómenos cósmicos o atómicos, menos accesibles a nuestros sentidos, se representen mediante potencias de 10 positivas o negativas muy elevadas.

Medir la velocidad o la frecuencia de rotación de un objeto es hacer cinética. A un nivel más fundamental, hay que comprender las leyes que rigen su movimiento, cómo se puede poner en rotación, cómo puede variar su velocidad angular, cómo depende su energía de esta velocidad y qué leyes de conservación cumple su movimiento. Ya no se trata entonces de cinética, sino de dinámica. Esta ciencia, que nació con Newton en el siglo XVII, describe bien los movimientos de los objetos a la escala de nuestra experiencia cotidiana, pero tuvo que ser adaptada a los fenómenos a la escala del universo (para tener en cuenta la curvatura relativista del espacio-tiempo) y a la de los átomos (cuando hay que adoptar la teoría cuántica). Pero la física clásica, la de Newton, que se aprende en secundaria, introduce conceptos generales de dinámica que hay que asimilar antes de entender cómo los han modificado los conceptos cuánticos.

Comencemos, pues, por describir la rotación de los objetos macroscópicos que nos rodean. Quien ha jugado con una peonza sabe que para poner un sólido en rotación hay que aplicar una fuerza F_t perpendicular al eje sobre el cual gira, en dirección tangencial al movimiento. Podemos hacerlo, por ejemplo, tirando de un hilo enrollado alrededor de la peonza. La eficacia de esta fuerza tangencial depende de la distancia r entre su punto de aplicación y el eje de rotación. Y el efecto de este par de fuerzas sobre el movimiento del sólido depende de su momento de inercia I, un

parámetro que describe la resistencia que el objeto opone al ser puesto en rotación. Cuanto más masivo sea y más lejos del eje de rotación esté repartida su masa, mayor será el momento de inercia y mayor deberá ser la fuerza aplicada para darle una determinada frecuencia de rotación.

Para definir la «cantidad de rotación» contenida en un cuerpo que gira sobre un eje, la dinámica newtoniana introduce el concepto de *momento cinético*, llamado también *momento angular* (por influencia del inglés *angular momentum*), una magnitud vectorial respecto del eje de rotación, cuyo módulo $L = I\omega$ es el producto del momento de inercia por la velocidad angular. Este momento angular es, para las rotaciones, el equivalente del impulso $p = mv$, que mide la «cantidad de movimiento» asociada a la traslación de un sólido de masa m que se desplaza en el espacio a la velocidad lineal v. Así como la variación del impulso por unidad de tiempo de una partícula es igual a la fuerza que se aplica sobre ella (según expresa la ley fundamental de la mecánica newtoniana), la variación por unidad de tiempo del momento angular de un cuerpo en rotación es igual al par de fuerzas que se ejerce sobre él.

En ausencia de influencia exterior, es decir, si no se aplica ningún par de fuerzas, el momento angular es invariante. Es la generalización a la dinámica de las rotaciones de la primera ley de Newton, que dice que, en ausencia de fuerza, un cuerpo en movimiento prosigue su recorrido a velocidad uniforme, sin ninguna aceleración. Esta ley de conservación del momento angular explica, por ejemplo, que una patinadora que repliega bruscamente los brazos mientras gira sobre sí misma dará vueltas más rápido. La patinadora reducirá su momento angular y, como el producto de esta magnitud por su velocidad angular debe permanecer constante, esta última aumentará. A escala astronómica, esta misma ley de conservación

explica que el periodo de rotación diaria de la Tierra permanezca constante a lo largo del tiempo.

La correspondencia entre dinámicas de rotación y de traslación se refleja en la expresión de sus energías cinéticas asociadas. Una masa con velocidad lineal v transporta una energía $E_c = mv^2/2 = pv/2$. Análogamente, un sólido rotatorio de momento de inercia I posee una energía cinética de rotación $E_c = I\omega^2/2 = L\omega/2$. Esta es proporcional al cuadrado de la velocidad angular, y se restituye al entorno cuando el sólido vuelve a la inmovilidad. En el caso de la rotación de un neumático, por ejemplo, la energía cinética se disipa en calor en los tambores de los frenos que bloquean la rueda, o, si el coche es eléctrico, parcialmente en energía que recarga la batería. La energía almacenada en un cuerpo en rotación es igual a la mitad de su momento angular multiplicada por su velocidad angular.

Si un objeto en rotación contiene cargas eléctricas, su movimiento se acompaña de fenómenos magnéticos. Una carga que gira alrededor de un eje genera un campo magnético cuya distribución espacial es la misma que la de un imán alineado a lo largo de dicho eje. La intensidad de esta imantación se mide a través del *momento magnético* del objeto en rotación, una magnitud proporcional a su momento angular (la relación entre ambos se conoce como *relación giromagnética*). Cuanto mayores son la carga eléctrica y la velocidad a la que gira, mayores son también el momento magnético y la imantación asociada. El ejemplo que todo el mundo conoce de esta correspondencia entre rotación y magnetismo es el de la Tierra. Esta posee un momento magnético intrínseco, aproximadamente alineado con su eje polar de rotación, al cual se debe el campo magnético terrestre. Su origen está en los fenómenos hidrodinámicos que tienen lugar en el magma subterráneo, el cual contiene cargas en movimiento. La situación es más compleja que la de una carga puntual rotatoria, pero la idea general es la

misma: las propiedades de rotación y las propiedades magnéticas del cuerpo guardan una relación estrecha.

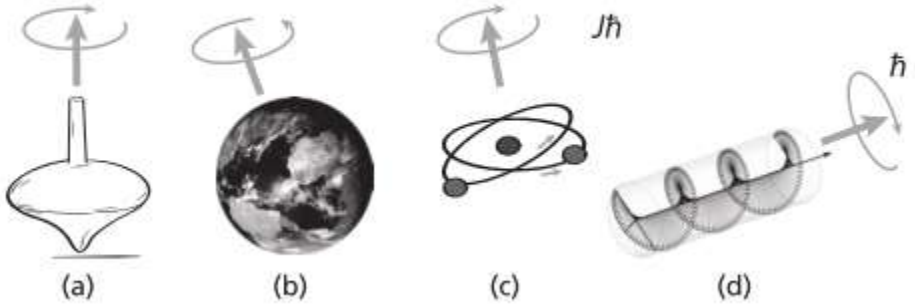


FIGURA 1.6. Varios momentos de inercia: (a) peonza que gira sobre un eje vertical; (b) la Tierra, cuyo eje está inclinado respecto al plano de su órbita; (c) un átomo formado por cargas en movimiento, cuyo momento angular total, $J\hbar$, resulta de la combinación de los momentos angulares orbitales y los espines de los electrones y el núcleo; y (d) fotón con polarización circular de momento angular $\hbar$, el cuanto de una onda lumínica el extremo de cuyo campo eléctrico describe un movimiento helicoidal en la dirección de propagación de la luz.

Estos fenómenos clásicos se extrapolan a los átomos con modificaciones impuestas por la física cuántica. El estado de un átomo no está definido solo por su energía interna (la de los electrones que gravitan en torno al núcleo y la contenida en el interior de este como consecuencia de las fuerzas nucleares). El átomo posee también un momento angular, combinación de los momentos angulares asociados a las rotaciones orbitales de sus electrones y a las rotaciones intrínsecas de esas partículas que dan vueltas sobre sí mismas, como pequeñas peonzas. Estos momentos angulares intrínsecos se conocen como *espines* de los electrones y del núcleo atómico (nombre que viene del inglés *to spin*, «girar»).

La situación es, en cierto sentido, similar a la del sistema solar antes mencionada, cuyo momento angular global se compone de tres términos:

uno asociado a la rotación del Sol sobre sí mismo (análogo al espín del núcleo atómico); otro, a los momentos angulares de rotación diaria de los planetas sobre sí mismos (análogo a los espines electrónicos); y el tercero, a las rotaciones orbitales de estos en torno al Sol (análogo a los momentos angulares orbitales de los electrones). A todos los momentos angulares del átomo se les asocian —como en la física clásica— momentos magnéticos. La mecánica cuántica describe cómo estos interactúan entre sí, cómo su presencia modifica ligeramente los niveles de energía del átomo y cómo se combinan para constituir un momento angular total, al cual está asociado un momento magnético del átomo en su conjunto.

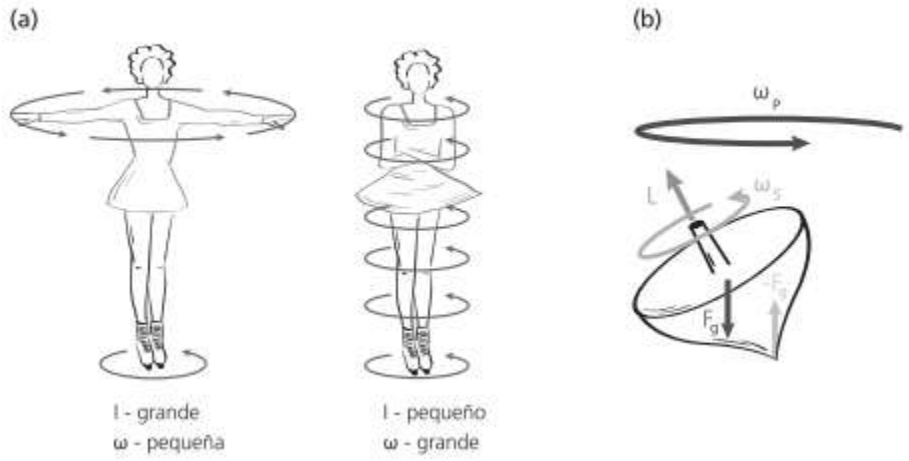


FIGURA 1.7. Conservación del momento angular: (a) una patinadora gira sobre sí misma a mayor velocidad cuando repliega los brazos. Como sobre ella no se ejerce ningún par de fuerzas, su momento angular, $L = I\omega$, permanece constante: ω aumenta a medida que I disminuye. (b) Una peonza en rotación a la velocidad angular ωS en torno a un eje inclinado experimenta una precesión alrededor de la dirección vertical (con velocidad de precesión ωP). El peso F_g y la resistencia del suelo $-F_g$, dos fuerzas opuestas aplicadas sobre el eje de rotación de la peonza, ejercen un par de fuerzas nulo respecto a dicho eje; por lo tanto, ωS es constante. La componente vertical del momento angular de la peonza, L, es también invariante, porque el par de fuerzas F_g y $-F_g$ es nulo respecto a la vertical. Puesto que tanto el módulo de L como su proyección sobre la vertical se conservan, la peonza gira formando un cono, manteniendo un ángulo de inclinación constante con la vertical.

Los momentos angulares de los electrones y del núcleo, así como el momento total del átomo están, como la energía, cuantizados, y varían en incrementos discretos. Un momento angular cuántico puede entenderse, si queremos hacernos una representación clásica, como un vector en el espacio ordinario cuyas componentes a lo largo de los tres ejes de coordenadas espaciales se expresan en unidades de $h/2\pi$, donde h es la constante de Planck. Este cuanto de momento angular se representa mediante una hache rayada ($\hbar$, que se lee «h barra»). Así pues, para describir el momento angular cuántico tenemos la constante que relaciona la energía absorbida o emitida por un átomo con la frecuencia del fotón que aporta o recibe dicha energía.

Cualitativamente, podemos hacernos una idea intuitiva de este resultado si tenemos en cuenta que, en la física clásica, el momento angular se expresa como una energía dividida por una velocidad angular. Si la energía de un átomo varía en paquetes discretos de $hn = h/\omega$ cuando un electrón de velocidad angular del orden de ω salta de una órbita a otra, vemos que el momento angular aumenta en cantidades del orden de $\hbar$, resultado de la división de h/ω entre ω.

Desde luego, este argumento no es ninguna demostración. La teoría cuántica rigurosa que me enseñó Claude en 1964 asocia a las componentes espaciales del momento angular unos operadores que describen cómo se transforman, en el espacio de Hilbert, los estados cuánticos de un sistema cuando este es sometido a rotaciones en el espacio ordinario. La ya mencionada no conmutatividad de esta álgebra implica a su vez la de los operadores que describen las componentes del momento angular a lo largo de los tres ejes de coordenadas espaciales. En unas pocas líneas de cálculo, Claude nos mostró que esta no conmutatividad permitía explicar la cuantización, en saltos de $\hbar$, de los valores que podía tomar el momento

angular de un átomo o el espín de un electrón cuando se medían en una dirección dada.

El momento angular más simple es el espín del electrón, que solo puede tomar dos valores, $+\hbar/2$ y $-\hbar/2$, cuando se mide su componente a lo largo de un eje cualquiera. El espín se alinea en paralelo o antiparalelo a la dirección del eje. Esto se representa simbólicamente como un pequeño vector que apunta «hacia arriba» o «hacia abajo» (*spin up* o *down*, en inglés). Decimos que se trata de un *espín 1/2*. El electrón comparte esta propiedad con varios núcleos, como el del átomo de hidrógeno, el protón, que también tiene espín 1/2. La evolución de estos sistemas cuánticos de dos estados se describe en un espacio de Hilbert de dos dimensiones. El estudio de su dinámica en un campo magnético es, por tanto, un problema cuántico muy simple que sirve de ejemplo y de modelo para muchas situaciones en las que el sistema evoluciona en lo esencial entre dos estados.

El valor del momento angular total del átomo depende de la configuración de los orbitales electrónicos y del espín del núcleo. Para ser más precisos, la componente del momento angular de un átomo a lo largo de un eje arbitrario puede tomar los valores $2J + 1$ equidistantes comprendidos entre $J\hbar$ y $-J\hbar$. Estos dos extremos corresponden al caso en que el momento angular total es exactamente paralelo o antiparalelo al eje en cuestión. Los valores intermedios entre los extremos ocurren, en la visión clásica, cuando el momento angular está orientado transversalmente, en una dirección que forma un ángulo más o menos grande con el eje. El valor de J, que puede ser entero o semientero (1/2, 1, 3/2, 2, etc.), depende del átomo en cuestión, así como del nivel electrónico de energía en el cual se encuentre (el estado fundamental, donde la energía es más baja, o estado excitado, de mayor energía).

En un sólido magnético, los momentos de los distintos átomos están

alineados entre sí y el conjunto posee un momento magnético macroscópico. Así se explica el magnetismo de determinados materiales (por ejemplo, los óxidos de hierro como la magnetita), a partir de las propiedades de los átomos que los forman. Al calentar un imán, este pierde su magnetismo a cierta temperatura, cuando la agitación térmica se impone sobre las fuerzas que tienden a alinear entre sí los momentos de los átomos próximos. En un gas diluido, las fuerzas interatómicas son despreciables debido a la gran distancia media que hay entre los átomos, y la agitación térmica hace que las componentes del momento angular de estos se distribuyan por igual entre todos los valores posibles. De manera que tanto el momento angular como el momento magnético del conjunto del gas son nulos, aunque cada átomo del medio tenga su propio momento magnético.

También la luz puede transportar momento angular. Los campos eléctrico y magnético asociados a un rayo lumínico oscilan en un plano perpendicular a su dirección de propagación. Cuando se genera luz con polarización circular, lo cual se consigue al hacer que atraviese una lámina de material transparente con propiedades ópticas particulares, el campo eléctrico resultante gira con la frecuencia de la onda, v, en un plano transversal a la dirección del rayo lumínico. Este movimiento de rotación confiere momento angular al campo. Cada uno de sus fotones, de energía $hv = h/\omega$, transporta así, en función de si el campo gira en el sentido de las agujas del reloj o en sentido contrario, una cantidad $+\hbar$ o $-\hbar$ de momento angular alineado en la dirección del haz de luz. Se dice que el espín del fotón, el doble de grande que el del electrón, es igual a 1.

Ahora podemos entender de manera cualitativa lo que ocurre cuando los átomos de un gas interactúan con un haz de luz con polarización circular. Si los fotones poseen una energía hv, que se corresponde con el intervalo de energía entre el estado fundamental del átomo y un estado excitado, la luz

hará que el átomo experimente repetidos ciclos de absorción y emisión, que obedecen al principio de conservación del momento angular. Cuando un átomo absorbe un fotón del campo incidente y pasa a un estado excitado, el momento angular total de la materia y del campo se conserva, mientras que el del átomo aumenta en una cantidad $\hbar$ y el de la luz, que pierde un fotón, disminuye en la misma cantidad. El átomo absorbe una unidad de momento angular procedente de la luz.

Tras la absorción, el átomo emite espontáneamente un fotón en una dirección aleatoria y vuelve a su estado fundamental. El momento angular de este fotón en la dirección de propagación de la luz incidente es en general menor que $\hbar$ (solo es igual a este valor si resulta que el fotón reemitido tiene la misma dirección y la misma polarización que el absorbido, lo cual es poco probable). El balance del intercambio de momento angular entre el átomo y el campo tras un ciclo de absorción seguido de la emisión suele ser, por tanto, favorable al átomo. El campo pierde momento angular en su dirección de propagación, mientras que el átomo gana.

Al cabo de varios ciclos de absorción y emisión de luz, los átomos acaban en el estado de máximo momento angular (y, por tanto, de máximo momento magnético), aquel en el que todos los momentos se orientan en la dirección de propagación de la luz. A través del bombeo óptico, el material atómico ha sido llevado a este estado fuera del equilibrio termodinámico. Se ha convertido en una especie de imán macroscópico en el que el momento magnético de todos sus átomos apunta en la misma dirección.

El haz de luz que efectúa el bombeo puede, al mismo tiempo, servir para detectar la orientación de los átomos. Cuando se llevan a un estado en el que la componente del momento angular es máxima, los átomos ya no pueden absorber más luz y el gas se vuelve transparente. La cantidad de luz

transmitida por el haz de bombeo sirve así como medida del estado de orientación del gas.

He descrito en detalle el principio del bombeo óptico porque desempeñó un papel esencial para orientar mi vocación de investigador. Recuerdo como si fuera ayer las asignaturas de Alfred Kastler, en las que nos hacía vivir la danza de los momentos angulares atómicos al ser revelados por la luz; hacía descripciones vívidas, a veces poéticas, de los átomos y de sus interacciones con los fotones. Percibíamos en él a un soñador, a aquel que había sabido intuir lo que ocurría a una escala invisible mucho antes de aplicar las matemáticas para calcular los efectos.

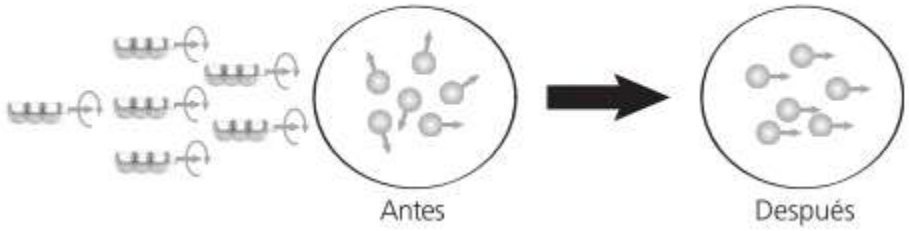


FIGURA 1.8. Bombeo óptico. El intercambio de momento angular entre los átomos y la luz con polarización circular orienta los momentos angulares de todos los átomos en la dirección del haz lumínico, en virtud de la conservación del momento angular total del sistema átomo-luz: el gas, cuyos momentos magnéticos atómicos se distribuyen inicialmente de forma aleatoria (*antes, a la izquierda*) se transforma en un material imantado (*después, a la derecha*).

Kastler era, en ciertos aspectos, un investigador del mundo de ayer; había aprendido la física en una época previa al surgimiento de la teoría cuántica que Claude nos presentaba en su curso. Había nacido en 1914 en Alsacia y nos contó que había cursado sus estudios en alemán y había aprendido los rudimentos de lo que en aquel entonces se conocía como la teoría de los cuantos en *Atombau und Spektrallinien* (*Estructura atómica y líneas*

espectrales), la célebre obra del físico alemán Arnold Sommerfeld. En ese libro, escrito en 1919, seis años antes de la aparición de la mecánica cuántica moderna, su autor ofrecía representaciones sencillas de los momentos angulares atómicos y de sus movimientos como vectores en el espacio (un poco en la línea de las imágenes que he intentado esbozar en las páginas precedentes). Estas representaciones eran también la manera en que Kastler los veía, aferrándose todavía a la física clásica. La teoría cuántica que Claude nos enseñaba en paralelo se desprendía de esta visión necesariamente aproximada para describir las componentes del momento angular como operadores que actúan en el espacio abstracto de los estados cuánticos y cuya no conmutatividad explicaba todas las propiedades cuánticas que ya he mencionado.

VER EL MUNDO COMO ALGO RICO Y EXTRAÑO

Al seguir estas dos asignaturas en paralelo, la de Claude y la de Kastler, comprendí que las matemáticas y el formalismo no lo eran todo. Para descubrir o inventar hacía falta algo más que rigor matemático, algo más que la capacidad de resolver ecuaciones. Se necesitaba también una intuición que iba más allá, una imaginación que permita imaginar lo que ocurre en un mundo que no es directamente accesible para nuestros sentidos. Kastler poseía esa imaginación. Le había permitido inventar una nueva manera de observar la interacción entre la materia y la luz, que abriría campos de investigación por aquel entonces insospechados.

Además de Kastler, el poeta y soñador, debo hablar de Jean Brossel, el detallista y apasionado de la precisión. Era el colaborador de Kastler, quien había confrontado las ideas del soñador con la realidad al implementar los

recipientes de vidrio en los que se contenían los gases cuyos átomos eran sometidos al bombeo óptico. Sus revestimientos de parafina, que Brossel era el único capaz de depositar sobre las paredes del recipiente, hacían que los momentos magnéticos orientados de los átomos no perdieran su dirección tras rebotar contra estas. Se trataba de una propiedad esencial para que ciertos gases se pudiesen orientar de manera eficaz usando la luz. Era también Brossel quien rellenaba las pequeñas vasijas de cristal que contenían los átomos que, tras recibir una descarga eléctrica, emitían los fotones que iluminaban los recipientes de bombeo. Jugando con los desplazamientos isotópicos —el hecho de que los átomos de un mismo elemento cuyos núcleos contienen una cantidad distinta de neutrones irradien a frecuencias ligeramente diferentes—, era capaz de producir fuentes de luz que resonaban con precisión con los átomos de los recipientes o que emitían fotones ligeramente fuera de resonancia.

Brossel nos enseñó todo esto en su asignatura del DEA. Nos hizo ver que en un experimento de física la clave está en los detalles. Con una idea, por genial que pueda ser, no basta. Para llevarla a la práctica, hay que pensar también en todo aquello que en la vida real puede complicar el ideal y perturbar las condiciones del experimento mental. Solo cuando estas perturbaciones se eliminan o se compensan, la naturaleza nos permite ver en el laboratorio lo que la intuición había imaginado en un principio. Prever todas las dificultades y encontrar las formas de sortearlas exige a menudo una imaginación y una creatividad tan grandes como las que propiciaron la idea del experimento en sí.

Mientras cursaba las asignaturas de Kastler y Brossel, fui viendo cómo se concretaba esta complementariedad esencial en investigación experimental: tener una idea y saber implementarla en el laboratorio. Estas dos facetas del

trabajo de investigador quedaban magníficamente ilustradas al comparar las asignaturas de estos dos sabios.

Brossel no se contentaba con hablarnos del bombeo óptico. Nos describía también los grandes experimentos de la física atómica de los últimos cincuenta años, que habían validado de manera cada vez más precisa los conceptos cuánticos y habían permitido establecer la electrodinámica cuántica, la teoría que explica con un rigor extraordinario los fenómenos de interacción entre los átomos y la luz. Recuerdo su descripción del experimento de Otto Stern y Walther Gerlach, los dos físicos alemanes que en 1922 descubrieron la existencia del espín del electrón. Este fue un ejemplo notable de un hallazgo inesperado, anunciador de numerosas aplicaciones e inventos que han tenido un inmenso impacto sobre la tecnología moderna.

Stern y Gerlach, que querían medir el momento magnético de los átomos de plata, trabajaron con un rudimentario haz atómico, que habían obtenido al lanzar átomos salidos de un horno por el entrehierro de un imán. Tras atravesar el imán, los átomos llegaban a una placa de vidrio, donde Stern y Gerlach esperaban ver una mancha oblonga debida a la desviación de los átomos en diferentes ángulos, en función de la orientación de sus electrones. Pero, en lugar de una única mancha, se llevaron una sorpresa al observar un trazo doble, la primera manifestación directa de la cuantización espacial de los momentos angulares atómicos.

Un análisis del experimento demostró que este momento angular no se debía a la rotación orbital del electrón externo del átomo de plata, sino a su espín intrínseco, que, según apuntase hacia arriba o hacia abajo, hacía que los átomos siguiesen dos trayectorias distintas en el entrehierro del imán, lo cual explicaba los dos trazos observados. Brossel nos describía en detalle este experimento y nos mostraba cómo había llevado a Isidor Rabi,

discípulo de Stern, a refinar el método de los haces atómicos y moleculares, así como a desarrollar el método de la resonancia magnética para medir con precisión los momentos magnéticos de numerosos núcleos atómicos. En estos experimentos históricos estaba el germen de toda la física que iba a conducir a la invención de los relojes atómicos, los láseres, la imagenología por resonancia magnética y muchos otros instrumentos.

Brossel también dedicó tiempo a describirnos el experimento realizado en 1947 por el estadounidense Willis Lamb, alumno de Rabi, que había medido el desplazamiento de los niveles de energía atómicos que lleva su nombre (en inglés se conoce como *Lamb shift*). Debo decir aquí unas palabras sobre este famoso efecto, que tan importante ha sido en la física atómica. Desde la década de 1920, la mecánica cuántica había proporcionado a los físicos las herramientas matemáticas para calcular con exactitud las energías de los átomos, tanto en su estado fundamental como en estados correspondientes a órbitas electrónicas excitadas. La precisión de la teoría se puso a prueba, en primer lugar, con el átomo más simple, el hidrógeno, que no posee más que un electrón. El efecto preponderante, la atracción eléctrica entre el electrón y el protón, abordada en un primer momento de manera no relativista, da una buena aproximación de los niveles de energía del átomo, tanto del estado fundamental como de los estados excitados. Para ello se usa la ecuación de Schrödinger o bien la de Heisenberg, que presentan la mecánica cuántica no relativista de dos formas diferentes, pero completamente equivalentes.

A continuación, hay que tener en cuenta los efectos magnéticos, de los que he hablado antes, del acoplamiento del espín del electrón con su movimiento orbital, que desplaza los niveles de energía por un efecto conocido como «de estructura fina». Para describir estos efectos en su totalidad, es indispensable tener en cuenta la relatividad, que recoge de

manera coherente todos los fenómenos magnéticos. La relatividad introduce también, incluso en ausencia de espín, correcciones orbitales vinculadas al hecho de que la velocidad orbital del electrón no es del todo despreciable respecto a la velocidad de la luz, *c*. Esta velocidad *v* es unas cien veces menor que *c*, lo que produce correcciones relativistas de unas diezmilésimas, de segundo orden en *v/c*, que son del mismo orden que las correcciones magnéticas. De hecho, esta coincidencia no es casual, ya que los efectos magnéticos son en realidad relativistas: todas estas correcciones aparecen juntas si las velocidades de los objetos en cuestión no se consideran despreciables frente a la de la luz. Cuando se incorporan todas estas correcciones, cosa que hizo el físico inglés Paul Dirac apenas un año después de Schrödinger y Heisenberg, se pueden calcular con gran precisión los niveles de energía del hidrógeno. Y se obtiene que los dos primeros estados excitados, de momento angular 1/2 (que en la jerga de la espectroscopia se denotan como $^2S_{1/2}$ y $^2P_{1/2}$), deberían tener exactamente la misma energía, esto es, ser degenerados.

Pero el experimento de Lamb demostró que estos dos niveles diferían en una pequeña cantidad del orden de una diezmillonésima parte de la separación que existe entre estos dos primeros estados excitados y el estado fundamental. Se trataba de un experimento de espectroscopia muy delicado, consistente en irradiar un haz de hidrógeno mediante un campo de radiofrecuencia que provocara la transición entre los dos niveles y en detectar este desplazamiento haciendo uso del hecho de que el regreso al nivel fundamental se producía a velocidades muy diferentes. Brossel nos explicaba todo esto detallando los problemas con que Lamb se había encontrado y cómo los había resuelto.

Este experimento había sido crucial porque había puesto de manifiesto el importante papel del vacío en la electrodinámica cuántica y en la física en

un sentido más amplio. Lo que Dirac no había contemplado en su ecuación era que todas las partículas del universo, y el electrón en el átomo de hidrógeno en concreto, están inmersas en un vacío sujeto a fluctuaciones cuánticas. Incluso en ausencia de fuentes lumínicas, el campo en el espacio no puede ser completamente nulo. Hay pequeñas fluctuaciones, como ondículas de radiación, resultado en última instancia de la no conmutatividad de los operadores cuánticos que describen el campo electromagnético. Estas fluctuaciones también se pueden describir como la aparición de los llamados fotones «virtuales», que se crean y desaparecen constantemente de forma aleatoria en el espacio vacío. A su vez, pueden dar lugar a pares de un electrón y su antipartícula, el positrón, cuya existencia también predijo Dirac con su teoría. Estos pares electrón-positrón se aniquilan al cabo de muy poco tiempo, pero su fugaz aparición, sumada a la de los fotones virtuales, puebla el vacío cuántico y modifica la dinámica del electrón que orbita en torno al núcleo atómico.

En particular, estas fluctuaciones del vacío perturban de manera diferente los dos estados $^2S_{1/2}$ y $^2P_{1/2}$ del hidrógeno y acaban con la degeneración que existía entre ellos. La medición de Lamb, en excelente consonancia con la teoría de la electrodinámica cuántica, fue muy importante para que esta última se aceptase en los años cuarenta y cincuenta. Desde entonces, la física nos ha enseñado que, junto al vacío electromagnético, existen los de otros campos cuánticos asociados a partículas distintas de los fotones, los electrones y los positrones.

El experimento de Lamb que Brossel describió en su asignatura me dio otra lección que nunca olvidé y que me recordó algo que había leído unos años antes en la *Astronomía popular* de Camille Flammarion: medir con una precisión cada vez mayor puede conducir a un gran descubrimiento. Al fin y al cabo, eso mismo fue lo que permitió a Le Verrier descubrir

Neptuno. El cálculo preciso de la órbita de Urano había tenido en cuenta la perturbación que ejercía sobre el movimiento de este planeta la presencia de los demás cuerpos celestes conocidos, sobre todo de Saturno y Júpiter. Pero seguía existiendo una pequeña diferencia entre la órbita observada y la calculada incluyendo estas perturbaciones, que tenía que deberse a la presencia de un nuevo planeta desconocido hasta entonces, y ese fue Neptuno. Algo similar ocurre con el desplazamiento de Lamb. Una vez consideradas todas las perturbaciones magnéticas y relativistas conocidas del espectro del hidrógeno, seguía existiendo una pequeña diferencia, lo cual llevó al descubrimiento del efecto físico del vacío. La precisión en las mediciones no es una obsesión gratuita de los investigadores, una compulsión que los lleva a intentar añadir más y más decimales a las magnitudes que miden. Lo que motiva esta obsesión es el hecho de que, en la búsqueda de la precisión, siempre cabe la posibilidad de descubrir algo inesperado y, en ocasiones, fundamental.

Allá donde dirigiese mi interés durante ese segundo año en la Normal, constataba la importancia de la física cuántica. Esto resultaba más evidente en las asignaturas de Brossel y Kastler, que se interesaban por las propiedades de átomos aislados que podían estudiarse con técnicas experimentales en pleno desarrollo, pero también se veía en las demás clases del DEA a las que asistía. Recuerdo en particular la de Pierre-Gilles de Gennes, que esencialmente trataba sobre la superconductividad, la propiedad que poseen ciertos metales a muy baja temperatura de conducir la electricidad sin ninguna pérdida. Este efecto, descubierto en 1911, no había tenido su propia teoría hasta 1957, unos años antes de que yo llegase a la Normal. Esta explicaba las propiedades colectivas de los electrones de esos metales que, por debajo de una temperatura crítica, se comportan como un fluido que circula sin resistencia. La mecánica cuántica es esencial para

comprender por qué ocurre esto. De Gennes nos habló en este contexto del efecto Josephson, un extraño fenómeno que se da cuando fluyen electrones a través de una fina pared aislante que separa dos materiales superconductores.

También ahí la física cuántica se manifestaba de manera deslumbrante. De Gennes mencionó que Josephson era un joven doctorando inglés, de nuestra edad, que acababa de dar nombre a ese efecto. Yo aún no sabía nada sobre cómo es realmente la investigación, pero percibía que, incluso para un joven en periodo de aprendizaje, cabía la posibilidad de contribuir al progreso del conocimiento. Esto no hizo sino acrecentar mi impaciencia por empezar un verdadero trabajo de investigación.

Para ello recurrí a Claude, que acababa de crear su propio grupo en el laboratorio de Kastler y Brossel. Sus clases sobre relatividad y mecánica cuántica eran las que más me habían marcado. No trataban sobre astronomía o astrofísica, los dominios que en un principio me habían orientado hacia la ciencia, pero me había dado cuenta de que la física es una sola, que los problemas que surgen en los dominios de lo infinitamente grande y de lo infinitamente pequeño tienen puntos en común, y que lo que me había interesado de la astrofísica —la posibilidad de aplicar las matemáticas a la comprensión del mundo— era igual de válido para la exploración del mundo microscópico.

Además, la física atómica, tal y como la describían Kastler y Brossel, tenía la ventaja de que se podía practicar en un laboratorio de escala humana, sin depender de grandes instrumentos transversales. Los átomos y su danza en los campos magnéticos estaban, por decirlo así, al alcance de la mano, y cabía esperar importantes descubrimientos. Estoy intentando racionalizar mi decisión, pero lo cierto es que no dudé ni un instante. La elección me pareció del todo evidente, y en el otoño de 1965 comencé lo

que entonces se conocía como una tesis de tercer ciclo, bajo la dirección de Claude.

Disponía de una celda de vidrio, preparada por Brossel, que contenía una gota de mercurio líquido. Al calentarla, se liberaba en su interior el gas de este metal. El isótopo elegido, el mercurio 199, tiene, como el protón, un espín nuclear de 1/2, el cual constituye el momento angular total del átomo. En su estado fundamental, las contribuciones del magnetismo electrónico se anulan por completo como consecuencia de las reglas cuánticas de combinación de momentos angulares. Tuve así la posibilidad de experimentar con un sistema muy simple, un conjunto de espines 1/2 prácticamente independientes entre sí, que podía someter a la luz de la lámpara de mercurio, también fabricada por Brossel, diseñada para emitir en la longitud de onda precisa que excitara los átomos de mi gas. Enseguida observé las señales del bombeo óptico que Kastler y Brossel habían descrito en sus cursos y pude empezar a experimentar por mi cuenta.

No describiré aquí los experimentos de mi tesis de tercer ciclo, pero sí querría referirme a uno de ellos para decir unas palabras sobre la impresión que me causaron, sobre el estado mental en el que me encontraba cuando observé por primera vez con mis propios ojos un fenómeno atómico. El principio del experimento es muy simple. Una vez que los espines estaban orientados gracias al bombeo óptico, aplicaba bruscamente un campo magnético perpendicular a esa orientación. La ingenuidad podría inducir a pensar que los electrones atómicos, como brújulas, detectarían el campo y se alinearían en su dirección tras un giro de 90º. Pero yo sabía la suficiente física para prever que la evolución de los espines sería diferente, más desconcertante.

Cada átomo es de hecho no solo un imán, sino también una pequeña peonza en rotación, y el efecto de una fuerza sobre esta choca con la

intuición más ingenua. Si la peonza gira en torno a un eje que forma un ángulo con la vertical, lo que se observa es que, en lugar de inclinarse cada vez más hasta caer por el efecto de la gravedad, lo que hace es, además de rotar con rapidez sobre su eje, ponerse a girar más lentamente en torno a la vertical, manteniendo un ángulo constante con esta dirección. Esto es consecuencia de la conservación de la dirección vertical del momento angular. La fuerza de la gravedad y la resistencia del suelo ejercen un par nulo respecto a la vertical, y la proyección del momento angular sobre dicha dirección debe permanecer constante, lo que da lugar al movimiento de precesión del eje de la peonza.

Un efecto similar se produce sobre las pequeñas peonzas imantadas que son los átomos. En lugar de alinearse con el campo, se ponen a girar en torno a él con una frecuencia de rotación proporcional a la amplitud del campo. Es lo que se conoce como «precesión de Larmor», en honor al físico que fue el primero en explicarla. Así, la componente de la imantación del gas en la dirección transversal al campo del haz de bombeo óptico empieza a oscilar, lo cual se traduce en una modulación de la intensidad de la luz transmitida por la muestra, que yo detectaba con facilidad. Esta oscilación se amortiguaba con el tiempo, a medida que las colisiones de los átomos con las paredes de la celda destruían la orientación inicial del material.

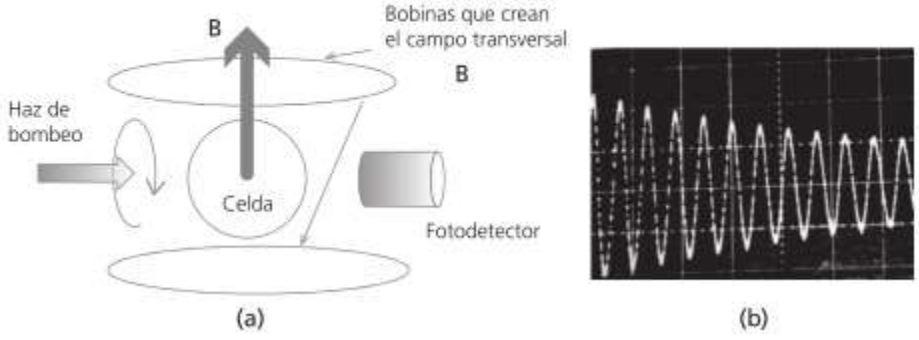


FIGURA 1.9. Experimento de precesión de Larmor de los átomos en un campo magnético transversal B. (a) Diagrama esquemático del experimento: la celda de resonancia que contiene el vapor de mercurio se bombea ópticamente mediante el haz horizontal de luz de polarización circular. La orientación de los átomos se detecta a través de un fotodetector, que mide la intensidad de luz transmitida por la celda. Se aplica bruscamente sobre los átomos un campo magnético vertical B, generado por unas bobinas. (b) Señal en el osciloscopio que revela la precesión de Larmor de la imantación atómica (cada cuadro representa 0,2 segundos).

Este experimento fue uno de los primeros que hice. En sí, no era nuevo ni merecedor de una publicación, pero me permitió darme cuenta por primera vez de que era capaz de manejar átomos. Aunque no los veía a simple vista, estaba seguro, observando la oscilación que trazaba la rotación de los espines en la pantalla de mi osciloscopio, de que ahí mismo, invisibles a mis ojos pero sin duda presentes, los átomos hacían lo que yo había previsto. Me fascinaba ese rastro en la pantalla, que podía repetir tantas veces como quisiera y cuya frecuencia podía cambiar a voluntad modificando la amplitud del campo magnético.

Muchos años después, en la conferencia del Nobel que Edward Purcell había pronunciado en 1952, encontré una frase que expresa mejor de lo que yo sabría hacerlo lo que sentí en ese momento. Purcell, junto con Felix Bloch, descubrió el fenómeno de la resonancia magnética nuclear en sólidos y líquidos, cuyas siglas son RMN y que ha hecho posible, entre otras cosas, la invención de la imagen por resonancia magnética o IRM. El experimento que yo había hecho con el mercurio no era más que un experimento de RMN realizado en un gas diluido, en lugar de en un sólido o un líquido. El núcleo que giraba en mi experimento era el del mercurio, en vez del protón del átomo de hidrógeno, cuya precesión Purcell había observado por primera vez en 1945, pero la física era la misma. Para expresar lo que sintió en ese momento, escribió:

> Por mucho que estos experimentos sean ahora algo habitual en nuestros laboratorios, aún conservo la sensación de asombro y deleite que experimenté cuando me di cuenta de que el movimiento sutil [de los núcleos atómicos] debía producirse en todos los objetos ordinarios que nos rodean, aunque solo se revela a quien lo observa. Recuerdo cómo, en el invierno de nuestros primeros experimentos, hace siete años, contemplé la nieve con ojos nuevos. Ahí, en el umbral de mi puerta, había nieve, montones de protones que giraban tranquilamente en el campo magnético terrestre. Ver el mundo durante un instante como algo rico y extraño es la recompensa secreta de muchos descubrimientos.

Por mi parte, yo solo había hecho un sencillo experimento de demostración, pero sentí ese mismo asombro. Tenía la sensación de haber alcanzado una verdad profunda y oculta. Los átomos eran reales, aunque invisibles en la celda, dispuestos a prestarse a mis experimentos. Eran miles de millones los átomos que giraban juntos, pero se movían al unísono, por lo que la señal que observaba revelaba el comportamiento de cada uno de ellos, una entidad microscópica que daba vueltas en el campo magnético de manera independiente de todos los demás. Aún tardaría treinta años en poder manipular y observar realmente átomos o fotones individuales, pero ya entonces sentí que ese era el comienzo de una gran aventura.

UN APRENDIZAJE EN LA CONFIANZA Y LA LIBERTAD

Acababa de comenzar mi cuarto año en la Normal cuando se anunció la noticia del Premio Nobel otorgado a Kastler por la invención del bombeo óptico. Ocurrió un día de octubre en que una nevada precoz caía sobre París. El laboratorio se revolucionó de inmediato. Llegaron los periodistas, corrió el champán y en los laboratorios se hicieron fotos de los investigadores, los estudiantes, los técnicos y la secretaria, todos contagiados del mismo entusiasmo. Experimenté un inmenso placer y tomé

conciencia de lo afortunado que era por haber acabado en ese laboratorio y por trabajar en el ámbito de investigación que acababa de recibir tamaña consagración mundial, junto a los autores del descubrimiento merecedor de reconocimiento.

Solo una sombra empañaba la imagen. El comité del Nobel recompensó a Kastler, el soñador que había imaginado el método, pero no a Brossel, el fanático de los detalles que había hecho posible el sueño. Las fotos de aquel día muestran a un Brossel sonriente, aunque algo ausente. Puedo imaginar su decepción, que debió de mezclarse con la alegría y de dar a aquella jornada un gusto agridulce. El propio Kastler lamentó en múltiples ocasiones no haber compartido el premio con su colega, pero Brossel jamás manifestó la menor amargura. Todos en el laboratorio nos preguntamos cuál era la razón de tal omisión, y más de cincuenta años después yo aún no he dejado de hacerlo.

Ese Premio Nobel puso de manifiesto la importancia del bombeo óptico, el primer método que permitió, mediante el uso de la luz, manipular átomos, hacerlos evolucionar de forma precisa y controlada, lo cual aportaba nuevas posibilidades de aplicación. De lo que se trataba entonces era de los momentos angulares, pero más adelante, como veremos, el método se amplió a las variables externas del movimiento, a la velocidad de los átomos. La luz serviría entonces para enfriarlos, atraparlos y manipularlos uno por uno.

El Premio Nobel de Kastler señaló, de hecho, el renacimiento de la investigación francesa de posguerra. Fue el primero concedido a un físico francés desde el de Louis de Broglie, en 1929. La creación del Centro Nacional para la Investigación Científica (CNRS, por sus siglas en francés), en 1939, y sobre todo después de la guerra, el fomento de la investigación propiciado por los gobiernos de la Cuarta República, en particular por

Pierre Mendès France, y más tarde por los de la naciente Quinta República bajo la iniciativa del general De Gaulle, habían hecho posible que en Francia se desarrollase una ciencia de calidad, competitiva a escala internacional. En los años siguientes, los investigadores franceses obtuvieron otros siete Premios Nobel en física. Pero estas recompensas, manifestación de los esfuerzos realizados en las décadas de 1960 a 1980, no deben ocultar la profunda crisis que la investigación atraviesa hoy en Francia.

FIGURA 1.10. En el laboratorio de espectroscopia herciana de la Normal el día del anuncio del Premio Nobel de Kastler, en octubre de 1966. *De izquierda a derecha*: Franck Laloë, Claude Cohen-Tannoudji, Alfred Kastler, yo, Jean Brossel y Alain Omont, un joven investigador unos años mayor que yo.

El joven estudiante que yo era se benefició en aquella época de unas condiciones de trabajo excepcionales, muy diferentes de las que debe afrontar en la actualidad un investigador incipiente. Trabajaba bajo la

supervisión de un mentor joven y entusiasta que no tenía que preocuparse constantemente de buscar financiación para su equipo ni debía justificar su ocupación por su utilidad potencial. En lugar de escribir proyectos e informes, Claude podía dedicar todo su tiempo a la investigación, a orientar a los jóvenes estudiantes y a redactar artículos que daban cuenta de nuestros resultados. Aprendí junto a un maestro cuya mente estaba consagrada por completo a la investigación y a la enseñanza, algo que sin duda no habría recibido de un director de tesis hoy en día, acuciado por las tareas administrativas, las muy pesadas cargas docentes y todas las obligaciones de un emprendedor constantemente preocupado por la necesidad de asegurar la financiación de su equipo. Y no tuve ninguna dificultad en 1967, cuando aún no era doctor, en ser contratado como investigador por el CNRS, lo que me garantizaba una carrera y me permitió dedicarme sin distracciones a aquello que me apasionaba.

Recuerdo con nostalgia la atmósfera que reinaba entonces en el laboratorio de Kastler y Brossel, la libertad que se dejaba a los jóvenes para que eligiesen su tema de investigación inspirándose en las infinitas posibilidades que abría el bombeo óptico para profundizar en nuestro conocimiento sobre los átomos y sobre la interacción entre materia y radiación. Confiaban en nosotros, una vez superados los exámenes y manifestada nuestra pasión por la investigación. Si teníamos una idea que parecía prometedora, bastaba con presentársela de forma sucinta a Brossel para que este nos proporcionara los medios para ponerla en práctica, ahorrándonos toda la burocracia que hoy acompaña el trabajo de los investigadores. A pesar de todas las vicisitudes actuales, este espíritu ha sobrevivido, al menos en parte, en el que ahora se conoce como Laboratorio Kastler Brossel, el LKB. Allí he tenido el privilegio de poder llevar a cabo mis trabajos durante toda mi vida. Soy consciente de la gran fortuna que

tuve al elegirlo al principio, simplemente porque la asignatura de un profesor joven y entusiasta, a la que me había inscrito un poco por casualidad, me había llevado a él.

LAS PROMESAS DEL LÁSER

La otra gran suerte que tuve fue la de aterrizar en la investigación poco después de la llegada del láser. Esta fuente de luz extraordinaria, aparecida en los laboratorios en 1960, abriría perspectivas inmensas en ciencia fundamental y aplicada. Hoy en día conocemos sus innumerables aplicaciones en nuestra vida cotidiana, que van de la lectura de CD y DVD a la comunicación por fibra óptica e internet, del corte ultrapreciso de materiales a la cirugía ocular, de la lectura de códigos de barras en las cajas registradoras a los telémetros que se utilizan en todas las obras. El gran público conoce menos el papel primordial que el láser ha desempeñado a lo largo del último medio siglo en el ámbito de la investigación fundamental, tanto en física como en química, biología y astronomía.

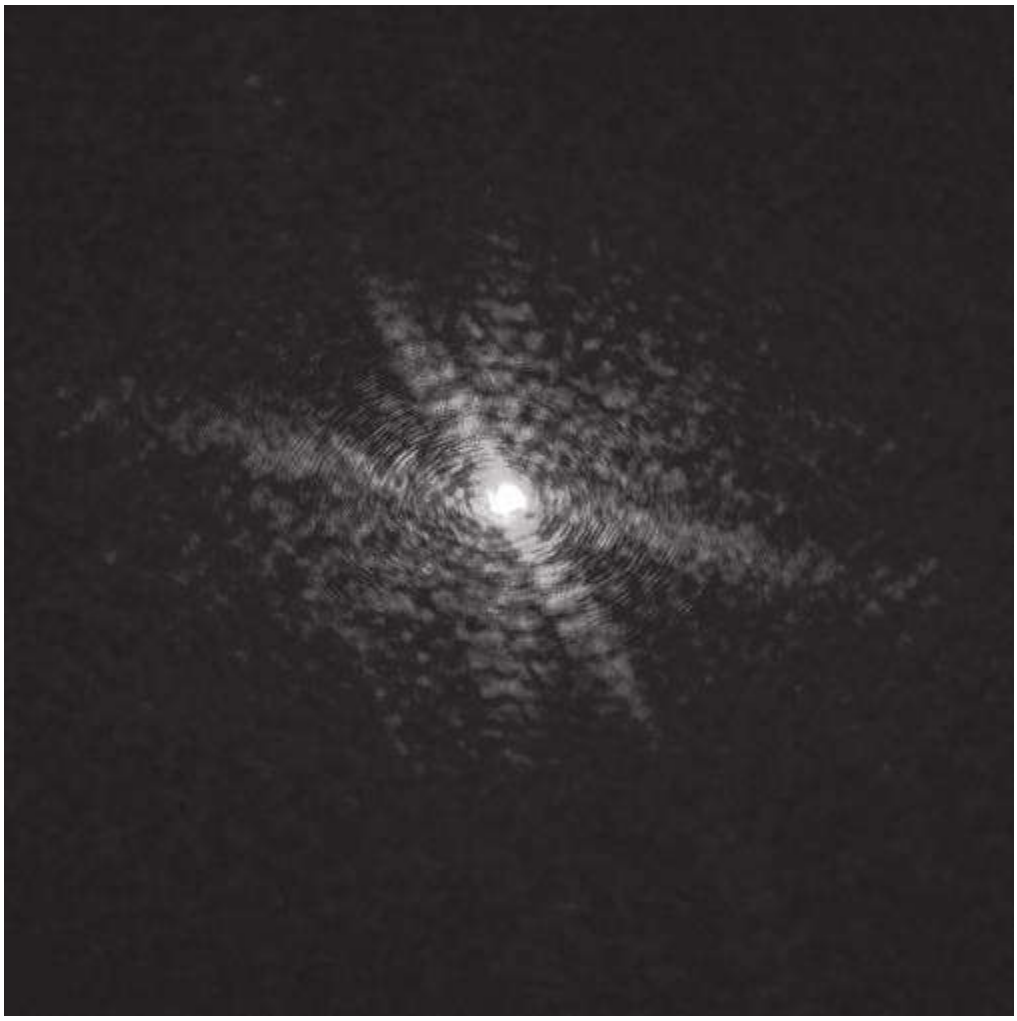


FIGURA 1.11. Manchas fluctuantes, o moteado (*speckles*, en inglés), producidas por un haz de láser sobre una pantalla (imagen de Patrick Imbert, servicio de fotografía del Collège de France).

Durante mis años de formación en la Normal, empezaron a aparecer los primeros láseres en el laboratorio. Recuerdo el asombro que suscitaban estos finos haces de luz azul, roja o verde intensos que se propagaban largas distancias sin divergir. Sobre una pared blanca o una hoja de papel creaban una centelleante mancha luminosa con extrañas motas que la luz de las lámparas clásicas no produce. Estas motas, más conocidas por su nombre en inglés (*speckles*), son fluctuaciones de la luz al propagarse por las irregularidades de la superficie iluminada por el haz de láser. Se deben a la

gran estabilidad de la luz en frecuencia y fase, que da lugar a fenómenos de interferencia cuando es difundida por rugosidades microscópicas. Esta estabilidad permitiría enormes avances en espectrometría en los años setenta. Por aquel entonces, los láseres solo emitían con frecuencias fijas, por lo que había que aprovechar raras coincidencias con transiciones atómicas o moleculares para utilizarlos en experimentos de física atómica. Los que llevé a cabo durante mi tesis no pudieron, por tanto, sacar provecho de esta nueva fuente lumínica, y tuve que contentarme con la luz relativamente poco intensa de las lámparas espectrales clásicas que fabricaba Brossel. Pero Claude y yo soñábamos con todo lo que podríamos hacer si dispusiésemos de láseres ajustables, cuyo color pudiera modificarse girando un dial para dispersar las líneas espectrales de los átomos que sometíamos a bombeo óptico.

Un visionario artículo de Arthur Ashkin, un físico de los famosos Laboratorios Bell, en Estados Unidos, llamó en 1968 nuestra atención. Proponía utilizar la presión de radiación de los láseres para controlar el desplazamiento de los átomos en el espacio. De hecho, proponía hacer con el impulso (la cantidad de movimiento de los átomos) lo que el bombeo óptico hacía con el momento angular de estos. ¿Podría utilizarse la luz no solo para controlar el eje de rotación de los átomos, sino también sus velocidades?

La idea parecía descabellada, habida cuenta de lo lejos que aún estaban los láseres de poseer las cualidades necesarias para tales experimentos. Pero se hizo realidad veinte años después, y los avances de los láseres permitieron detener átomos en movimiento, anular casi por completo su agitación térmica e incluso atraparlos en cajas de luz creadas mediante haces láser. Estos experimentos de enfriamiento y de captura por láser (*laser cooling and trapping*, en inglés) revolucionaron la física atómica, y

en 1997 les valieron a Claude y a dos físicos estadounidenses, Steven Chu y William Phillips, compartir un Premio Nobel. Arthur Ashkin, por su parte, tuvo que esperar cincuenta años, hasta 2018, momento en que escribo este libro, para que su premonitoria idea fuese por fin recompensada con este mismo premio. Tiene ahora noventa y siete años. Esta demora, algo extrema, entre el descubrimiento y su reconocimiento, dice mucho sin embargo sobre la investigación, sobre cuánto tarda en desarrollarse y en pasar de la idea fundamental a las aplicaciones, y también sobre el hecho de que ahora haya tantos investigadores en todo el mundo que han hecho trabajos importantes en numerosos ámbitos que la atribución del Nobel a un gran descubrimiento puede a veces demorarse mucho tiempo.

En 1968, ni siquiera en nuestros sueños más disparatados podíamos imaginar todo lo que los láseres iban a aportar a la investigación fundamental. Sin su luz, yo no habría podido hacer ninguno de los experimentos que me han permitido explorar el mundo cuántico. Más allá del uso que he hecho de ellos para mis propias investigaciones, también he tenido el privilegio de ser testigo de los extraordinarios avances que posibilitado en numerosos ámbitos. Aunque ni por asomo podíamos prever la magnitud de estos progresos, en los años sesenta ya intuimos que estas novedosas fuentes lumínicas iban a abrir nuevos y aún inexplorados campos de investigación en física atómica.

Algunos de mis colegas de la Normal habían optado por otra vía: la física teórica y la de partículas elementales, que estaban entonces en pleno desarrollo. Ya he dicho que aquellos eran los años en que se elaboró el modelo estándar de las interacciones elementales, gracias a un intercambio permanente entre teóricos y experimentadores que trabajaban en los grandes aceleradores de partículas. Se trataba, más allá de la física atómica, de descifrar la naturaleza de los átomos y la de sus componentes. Se empezaba

a hablar de los quarks, las partículas elementales de las que están hechos los protones y los neutrones. Como es obvio, y con razón, se trataba de un tema candente y de moda que atraía a muchos estudiantes brillantes.

Aquellos de mis colegas que habían escogido esa otra vía veían con ligera condescendencia la que yo había elegido. La física atómica era un campo algo polvoriento, me decían. Las leyes de la mecánica cuántica que obedecen los átomos se conocían bien desde hacía casi medio siglo y yo me limitaba a verificar la evidencia. Registrar los espectros atómicos cada vez con mayor precisión era, según ellos, más un trabajo de archivero que de verdadero físico. A veces, en momentos de duda, me preguntaba si no me estaba dejando llevar por una obsesión de infancia, la de hacer mediciones por el placer de la precisión y la clasificación. En resumen: según mis colegas, estaba perdiendo el tiempo. Habrían tenido sin duda razón si el láser no hubiese abierto tantas nuevas posibilidades. Al confiar en el futuro de la física atómica, atisbaba, quizá de forma inconsciente, que más allá del horizonte había grandes cosas aún por descubrir gracias a esta fuente de luz de propiedades fantásticas.

LOS INICIOS EN LA INVESTIGACIÓN

En cualquier caso, me cautivó mi trabajo de tesis de posgrado, y también el que abordé a continuación para lo que entonces se conocía como tesis de Estado. No había perdido la sensación de asombro que me provocaba la observación de las señales que los átomos me enviaban a través de los sencillos aparatos que utilizaba para detectarlos. Los experimentos eran entonces mucho más simples que los que ahora deben dominar los estudiantes que manejan los láseres con destreza. Una o dos lámparas, una o

dos celdas con átomos, un fotomultiplicador y un plóter o un osciloscopio era todo lo que necesitaba; nada que ver con las decenas de espejos, lentes, láminas semirreflectantes y cristales que los haces láser deben hoy encontrarse o atravesar en grandes mesas ópticas antes de interactuar con los átomos.

Complementé este equipamiento básico con un blindaje cilíndrico de mu-metal, una aleación de níquel y hierro que anula el campo magnético terrestre y atenúa en gran medida el ruido magnético ambiente. En este entorno protegido, construí un magnetómetro de átomos de rubidio sometidos a bombeo óptico. Llevé a cabo este trabajo en colaboración con Jacques Dupont-Roc, otro estudiante del equipo de Claude. Detectamos ligerísimos cambios del campo magnético midiendo las variaciones en la intensidad lumínica transmitida por la celda sometida a bombeo óptico. Los espines de los átomos de rubidio, cuyo momento angular es de origen electrónico, poseen momentos magnéticos unas mil veces mayores que los espines nucleares del mercurio de mis primeros experimentos. Esto hacía que dichos átomos fuesen mucho más sensibles a las variaciones del campo magnético.

Así fue como intuí por vez primera el posible vínculo entre la investigación fundamental y la aplicada. Incluso obtuvimos una patente para este magnetómetro. Debo decir que nuestro dispositivo no nos ha proporcionado ningún rédito, a pesar de que versiones apenas distintas se utilizan hoy en medicina y en investigación para obtener magnetocardiogramas y magnetoencefalogramas mediante la medición de las minúsculas fluctuaciones del campo magnético producidas por los latidos del corazón y las corrientes neuronales en el cerebro.

A fin de mostrar la sensibilidad de este magnetómetro, decidimos usarlo para observar la precesión de los espines nucleares de átomos de helio 3. Se

trataba así de un doble experimento de bombeo óptico: el del helio 3, que había primero que orientar, y el del rubidio de nuestro magnetómetro. El núcleo del helio 3 se compone de dos protones y un neutrón y, como el mercurio 199, posee un espín 1/2. Este espín porta en el helio, como en el mercurio, todo el magnetismo atómico. Para orientarlo se requiere un procedimiento más complejo que el descrito antes, pero no lo precisaré aquí. Lo aplicó otro estudiante, Franck Laloë, que en aquella época trabajaba con átomos de helio para su tesis. Los tres, Jacques, Franck y yo, nos asociamos para este experimento.

Una vez orientados los espines del helio, se sometían a un diminuto campo magnético transversal cuya magnitud era del orden de una diezmilésima parte de la del campo terrestre, lo cual hacía que empezasen a girar a su alrededor a un ritmo de unos dos minutos y medio por revolución. La celda del magnetómetro de rubidio estaba situada junto a la de helio. La precesión de los núcleos de este producía un pequeño campo magnético giratorio cuyas variaciones periódicas detectaba el dispositivo, que estaba a unos centímetros de distancia. La modulación de la luz que transmitía la celda de este magnetómetro se registraba en forma de una sinusoide trazada con tinta roja por una pluma que subía y bajaba con lentitud sobre una larga tira de papel milimetrado que se desplegaba poco a poco. Los espines de helio permanecían horas orientados y yo observaba, hipnotizado, cientos de lentas oscilaciones que se iban amortiguando progresivamente a lo largo de más de un día. Así, separados por paredes de mu-metal, los átomos de helio y los de rubidio se hablaban por medio de minúsculas variaciones del campo magnético, cuyas amplitudes eran del orden de una millonésima parte del campo magnético terrestre. La información se transmitía del helio al rubidio, luego del rubidio a la luz y, por último, de esta a la pluma del aparato registrador.

Este experimento tenía una faceta lúdica. Una vez lanzados los espines como peonzas microscópicas, podía dejarlos a su aire. Un día cerré con suavidad la sala del laboratorio y dejé una nota: «No perturbar. Experimento en marcha», y fui con Claudine a ver una película en un cine del Barrio Latino. Me olvidé de mis espines durante dos horas y, cuando volvimos a ellos, seguían girando. Guardé en un cajón esta larga tira de papel, testimonio de la precesión de los átomos de helio y el único rastro que conservo de este experimento. Hoy, la habríamos digitalizado y almacenado directamente en la memoria de un ordenador, pero entonces no disponíamos de ellos, y no estoy seguro de que una memoria electrónica hubiese asegurado mejor la inmortalidad de esta frágil señal que el antiguo método de archivarla en papel.

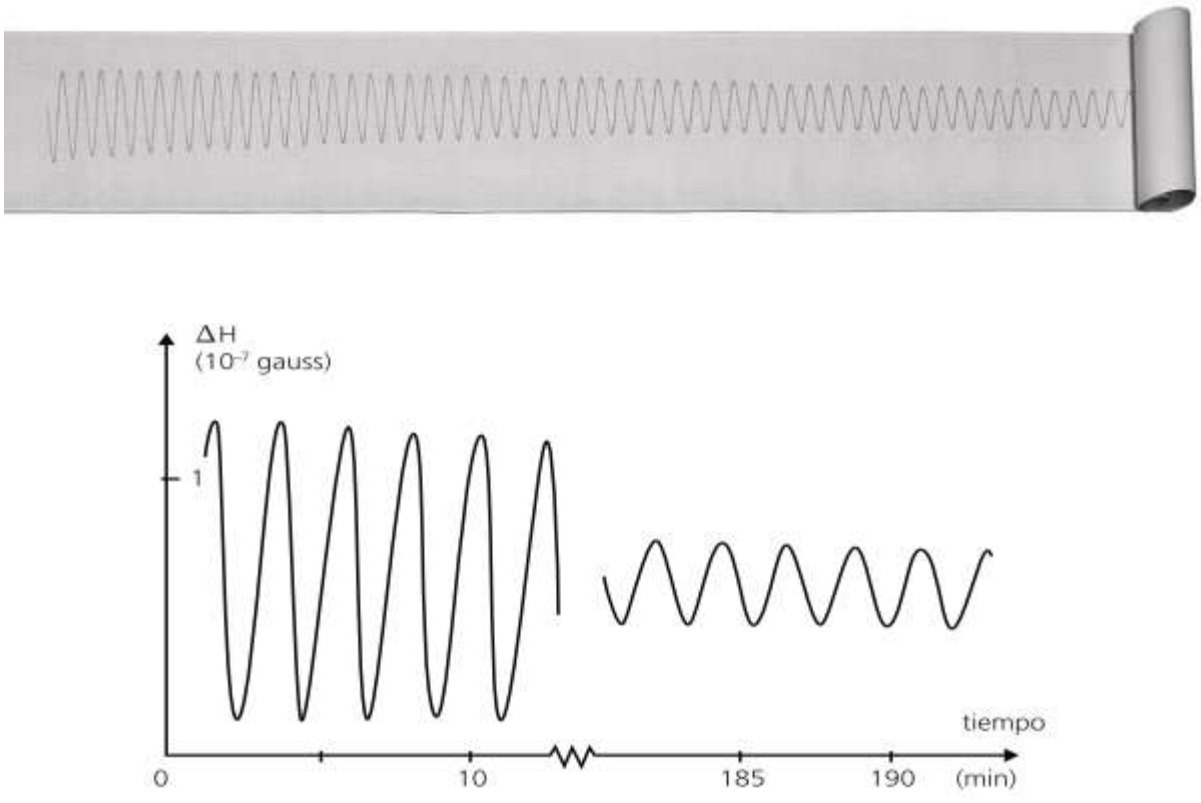


FIGURA 1.12. (a) Observación, con ayuda de un magnetómetro de rubidio, de la lenta precesión de

núcleos de helio 3 en un campo magnético de 2 microgauss (2×10^{-10} teslas). En esta tira de papel, que se desplaza a una velocidad de 1 centímetro por minuto, se registraron más de cien periodos; el de precesión era de dos minutos y treinta segundos, luego la señal se amortiguaba lentamente y seguía siendo visible al cabo de diez horas. (b) La misma señal tal y como se presentó en la publicación de nuestros resultados en *Physical Review Letters* en 1969 (ante la imposibilidad de mostrar la señal íntegra, la figura se concentra en dos porciones del registro, al inicio y transcurridas tres horas).

PRIMERA ESTANCIA EN AMÉRICA Y RETORNO A MI PRIMERA PASIÓN

En el año de este experimento, Claude consideró que Jacques y yo habíamos adquirido madurez suficiente para presentar los resultados de nuestros trabajos de magnetometría en un congreso en Canadá. Aprovechamos la ocasión para extender el viaje a Estados Unidos y visitar laboratorios de investigación donde Brossel y Kastler tenían colegas y amigos a quienes habían hablado de nosotros. Nos acompañaron Claudine y Roseline, la mujer de Jacques. Era mi primer viaje a América, la primera de una larga serie de travesías por el Atlántico que hoy son imprescindibles para todos los investigadores.

Recuerdo ese primer desfase horario, que fue duro por una circunstancia particular. Acabábamos de llegar a Washington, donde habíamos reservado una habitación grande con televisión en color (una novedad por aquel entonces) para presenciar un acontecimiento excepcional: era, por pura coincidencia, el día de los primeros pasos del hombre sobre la Luna. El acontecimiento se esperaba a las 21 horas del 21 de julio de 1969. Aún conservaba mi pasión por la exploración espacial y no quería, de ninguna manera, perderme ese momento histórico. Para luchar contra el sueño que amenazaba con abatirnos en mitad de la tarde, nos obligamos a visitar la National Gallery of Art, el gran museo de pintura de la capital federal

estadounidense. El esplendor de su colección y la fiebre museística que suscitó agravaron aún más nuestro cansancio. De vuelta en el hotel, los cuatro nos quedamos dormidos a las siete de la tarde, lo que hizo que nos perdiéramos el suspense de los preparativos del primer paseo por la Luna. Me desperté con un sobresalto dos horas más tarde, en el instante en que la silueta fantasmal de Armstrong descendía sobre la superficie lunar mientras pronunciaba esas históricas palabras: «Es un pequeño paso para el hombre, pero un gran salto para la humanidad». No fue nada fácil despertar a Claudine y a nuestros amigos para compartir con ellos mi entusiasmo.

Menciono aquí esta anécdota porque nos acabó conduciendo hasta el láser. Unos días más tarde, llegamos a Boulder, Colorado, donde Brossel nos había aconsejado que fuésemos a ver a un colega, Peter Bender, que trabajaba en el Joint Institute for Laboratory Astrophysics (JILA). Como su nombre indica, este era un centro supuestamente dedicado a la astrofísica, pero en el que también se hacía —y aún se hace— investigación puntera en física atómica y en óptica. Nuestra visita fue inolvidable. Peter era responsable del experimento de telemetría lunar del Programa Apolo. La noche en que tanto nos había costado mantener los ojos abiertos, Armstrong y su colega Aldrin había colocado en la Luna un catadióptrico (un panel con pequeños vértices de cubo reflectantes), y Peter y su equipo en Boulder dirigieron un potente haz láser de pulsaciones lumínicas hacia la Luna mediante un telescopio. La luz reflejada en los vértices de cubo se enviaba de vuelta a la Tierra. Al detectarla y medir el retardo entre el instante de partida de cada pulso lumínico y el de su regreso, un intervalo de alrededor de dos segundos y medio, Peter Bender y sus colegas fueron capaces, por primera vez en la historia, de calcular con gran precisión una distancia astronómica. Más adelante volveré sobre el largo y apasionante relato que,

desde Galileo, vincula la cuestión de la velocidad de la luz con la astronomía.

Este método de telemetría astronómica se ha desarrollado y refinado a lo largo de cincuenta años, con el mismo catadióptrico lunar y otros dos colocados por las misiones Apolo 14 y 15. Ha permitido determinar la órbita lunar con una precisión extraordinaria, midiendo en cada instante la distancia entre la Tierra y la Luna con apenas unos milímetros de error. Estas observaciones confirman las predicciones de la teoría de la relatividad general de Einstein.

Desde sus inicios, este experimento demostró de manera rotunda la potencia del láser, que abría nuevas ventanas prácticas al mundo. Haber asistido, en cierto modo en directo, a un acontecimiento científico tan capital constituyó un momento de gran alegría y emoción. Y el hecho de que Peter Bender, a pesar del entusiasmo del descubrimiento, dedicase una tarde entera a explicarnos los detalles del experimento no hizo sino incrementar mi entusiasmo. Si él me consideraba digno de recibir sus explicaciones y compartir su entusiasmo, era porque yo me había convertido realmente en un investigador.

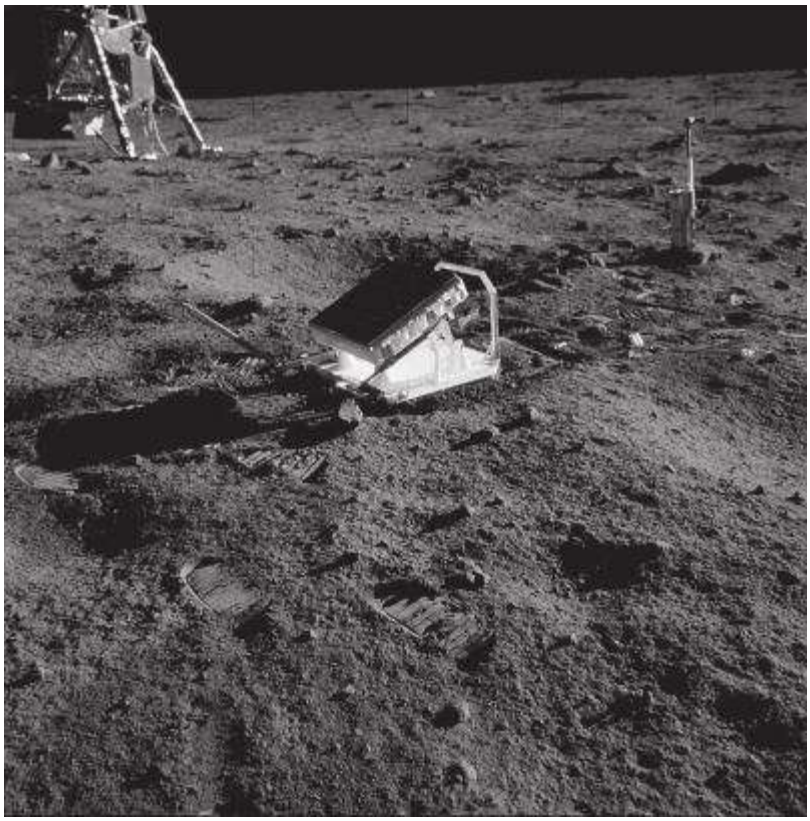


FIGURA 1.13. El reflector de láser catadióptrico que la misión Apolo 11 depositó sobre la Luna. Cuando les hice una visita en julio de 1969, Peter Bender y su equipo acababan de detectar la luz de un láser reflejada por este dispositivo (© NASA).

LA INVESTIGACIÓN *BLUE SKY*

Medio siglo ha transcurrido desde entonces y nunca he dejado de maravillarme ante la compleja belleza de la naturaleza, sigo sintiendo la misma exaltación y gozo profundo. Cada vez que he observado algún fenómeno nuevo, he visto el mundo como algo rico y extraño, por usar las hermosas palabras de Purcell. También me he divertido mucho jugueteando con átomos y fotones gracias a los instrumentos que la tecnología no ha

dejado de refinar, pues cada nuevo experimento es un desafío lúdico que uno se propone.

A su vez, tuve la fortuna de poder crear e impulsar un grupo de investigación con estudiantes y colegas que comparten la misma pasión. Y siempre me he sentido parte de una comunidad de científicos movidos, más allá de las fronteras y las culturas, por la misma curiosidad hacia la exploración de la naturaleza. Esto nos une, de generación en generación, con todos aquellos que nos precedieron siglos atrás y que abrieron el camino del conocimiento por el que nosotros seguimos transitando. El privilegio de un científico no consiste tan solo en contribuir a esta adquisición del saber, sino también en ser testigo de los descubrimientos hechos por sus colegas de todo el mundo, y en ser capaz de comprenderlos y de apreciar su belleza.

Mi trabajo siempre ha estado motivado por la pura curiosidad. Siempre ha consistido en responder a alguna pregunta de naturaleza fundamental: «¿Cómo se comportarán un átomo y un fotón si los pongo en tal o cual situación?», y también: «¿Cómo podría observarlo con la mínima perturbación para el sistema?». Es cierto que, en ocasiones, era natural prever la posible aplicación práctica de un resultado; por ejemplo, el magnetómetro de bombeo óptico. Pero nunca he sido yo quien ha recorrido el camino que va de la idea a la realización de un instrumento, y menos aún quien lo ha puesto en el mercado. Para eso se requieren otras cualidades y aptitudes.

Lo mismo ocurrió con las investigaciones fundamentales que mi equipo llevó a cabo sobre la manipulación de sistemas cuánticos individuales, que fueron reconocidas con el Premio Nobel. No las emprendimos para construir un ordenador cuántico, aunque eso sea lo que parecen creer muchos periodistas. De hecho, al principio lo ignorábamos todo sobre la

informática cuántica teórica que matemáticos e informáticos empezaron a desarrollar en los años ochenta. Simplemente, sentíamos curiosidad por saber si podríamos, manipulando átomos y fotones aislados, poner de manifiesto la extraña lógica cuántica que permite a un átomo o a un campo electromagnético estar en varios lugares a la vez o entrar simultáneamente en varios estados de energía. Y queríamos explorar todas sus consecuencias.

En inglés se ha acuñado una expresión para esta investigación fundamental «gratuita», en el sentido de que no busca un beneficio económico, sino solo entender mejor el mundo: se conoce como *blue sky research*. Me gusta este nombre porque remite al cielo, y de ahí a la astronomía y la astrofísica, que fueron mi primera pasión en la física. ¿No son estas ciencias del universo por naturaleza «inútiles», en el sentido de que no guardan relación con ninguna aplicación directa? En cuanto al cielo, el hecho de saber por qué es azul, o por qué se arrebola al amanecer y al atardecer, aparentemente no sirve para nada, salvo para satisfacer nuestra curiosidad. Y, sin embargo, al dilucidar las propiedades de dispersión de la luz por las moléculas de gas en la atmósfera, hemos descubierto fenómenos en los que se basan muchos instrumentos ópticos. Y, sin duda, lo mismo ocurrirá algún día con nuestros experimentos con átomos y fotones, ya sea en forma de ordenador cuántico o de cualquier otra cosa.

Cuando describo mis experimentos en una conferencia, rara vez escapo, tras la pregunta sobre los motivos que me llevaron a hacerme físico y me condujeron a mi ámbito de investigación, a esta otra cuestión que es una especie de contrapeso: ¿para qué sirve mi trabajo? Esta pregunta puede generalizarse así: ¿por qué nos dedicamos a la investigación fundamental, a la ciencia *blue sky*? En este libro intento darle respuesta.

2

Reflexiones en la plaza del Observatorio

Todos los días, desde hace más de cuarenta años, atravieso la plaza del Observatorio para llegar a mi laboratorio. Esta hermosa avenida de césped flanqueada de castaños une el observatorio construido durante el reinado de Luis XIV con el Jardín del Luxemburgo, siguiendo la línea que marca el meridiano de París. Es el arco de este meridiano, que pasa por Dunkerque y Barcelona, el que los astrónomos Delambre y Méchain midieron durante la Revolución francesa para definir el metro. Cuando atravieso la plaza, cruzo de oeste a este la línea imaginaria que en 1880 marcó el origen de las longitudes en los mapamundis franceses, antes de que adoptasen el meridiano de Greenwich, que pasa unos 2º más al oeste.

Al sur, a mi derecha, puedo admirar al fondo de la avenida la cúpula blanca del observatorio, donde el astrónomo danés Rømer efectuó en 1676 las observaciones de los satélites de Júpiter que hicieron posible la primera medición de la velocidad de la luz. A mi izquierda, atisbo el palacio del Luxemburgo, edificado bajo el reinado de María de Médici. El ingeniero Étienne Louis Malus, al observar desde su casa los rayos de sol reflejados en las ventanas de este palacio, descubrió en 1808 las propiedades de la polarización de la luz que desempeñaron, como hemos visto, un importante papel en los experimentos de bombeo óptico de mis primeros años como investigador.

Así pues, a menudo tengo ocasión de reflexionar sobre la larga historia

de la ciencia de la luz, cuyos protagonistas son, por supuesto, físicos, pero también matemáticos, astrónomos, ingenieros y navegantes. Pensar en ellos hace que recuerde todas las pasiones de mi juventud. Me gusta esta historia porque ilustra cuántos ámbitos diferentes del conocimiento han avanzado juntos a lo largo de los siglos para revelarnos con creciente grado de detalle la rica y extraña belleza del mundo. Para desentrañar los misterios de la luz, ha sido necesario aprender a observar el cielo y la Tierra cada vez con mayor agudeza, inventar nuevos instrumentos de medida y desarrollar potentes métodos de cálculo.

La pasión por la precisión tuvo un papel esencial en esta aventura del conocimiento. El creciente afán por medir el tiempo y las distancias permitió verificar las leyes de la mecánica newtoniana y determinar la forma de la Tierra, así como las dimensiones del sistema solar. Y fue extremando la precisión como, más tarde, nos vimos abocados a revisar de manera radical la visión clásica del mundo, al descubrir las leyes de la relatividad y las de la física cuántica. La historia científica, que realmente comienza con Galileo y nos lleva hasta Einstein y el surgimiento de la física moderna, es la que analizo en este capítulo y en los tres siguientes. Las preguntas en torno a la luz son su hilo conductor, pero a lo largo del camino tendremos que dar algunos rodeos, pues esta historia está repleta de sorpresas y de revelaciones inesperadas.

La luz ha fascinado a la humanidad desde el albor de los tiempos. En contraste con la oscuridad, fuente de terror y símbolo de muerte, la luz es signo de vida y renacimiento. El Sol, que ilumina y proporciona calor, fue objeto de adoración en todas las religiones primitivas. La celebración del ciclo de las estaciones era parte de estas manifestaciones religiosas, y adoptaba formas diversas. La luz ha sido también símbolo de conocimiento, ya que el grueso de la información que recibimos del mundo nos llega a

través de ella, desde la que proviene del cielo y nos muestra el universo hasta la que, difundida por los objetos y los seres que nos rodean, nos permite orientarnos en nuestro entorno y tomar conciencia de los peligros que pueden amenazarnos.

La veneración inmemorial de los antiguos por la luz no era racional. A las preguntas que esta planteaba, la humanidad daba respuestas míticas o religiosas que no explicaban los misterios de la luz. ¿Ocupa todo el espacio al instante o se propaga con una velocidad finita? ¿Tiene la misma naturaleza que la materia o una esencia diferente? ¿Por qué algunos medios son transparentes y otros opacos? No había respuestas para estas preguntas.

Es verdad que las leyes de la óptica que rigen la propagación de los rayos lumínicos se vislumbraron en la Antigüedad y en la Edad Media. Alrededor del año 1000, el matemático y astrónomo de Basora Ibn al-Haytham, conocido en Occidente como Alhacén, ya sabía que la luz no emana ni de nuestros ojos ni de los objetos que nos rodean, sino que estos reflejan hacia nuestra pupila los rayos procedentes de fuentes lumínicas como el sol y las lámparas. Pero todo seguía siendo muy cualitativo. Hubo que esperar al nacimiento del método científico, en el siglo XVII, para que los secretos de la luz se revelasen de verdad. La observación, la experimentación, las medidas cuantitativas y la elaboración de teorías matemáticas se impusieron sobre los relatos míticos. El conocimiento fundamental y la instrumentación avanzaron de la mano, como reflejo de la simbiosis existente, ya en aquella época, entre la investigación inspirada por la pura curiosidad —la investigación *blue sky*, del inglés— y la tecnología.

DOS INSTRUMENTOS EN LOS ORÍGENES

DE LA REVOLUCIÓN CIENTÍFICA: EL TELESCOPIO ASTRONÓMICO Y EL RELOJ DE PÉNDULO

Comencemos por la cuestión de la velocidad de la luz. Contrariamente a las creencias antiguas según las cuales el rayo llenaba al instante todo el espacio, Galileo fue el primer científico de la era moderna en intuir que la luz debía, como el sonido, propagarse a velocidad finita. Se dice que intentó incluso medir esta velocidad con uno de sus ayudantes situándose sobre dos colinas toscanas separadas por varios kilómetros y sosteniendo cada uno un farol, que mantenían inicialmente tapado. Galileo le había pedido a su asistente que descubriese el suyo en cuanto viese llegar la luz del de su maestro. Galileo esperaba medir un retardo al percibir la señal con que le respondía su ayudante y con el que podría, puesto que conocía la distancia entre ambas colinas, estimar la velocidad de los rayos lumínicos.

El resultado fue decepcionante. Sí que existía un retardo de una fracción de segundo, apenas detectable, entre la emisión y el retorno de la señal, pero era independiente de la distancia entre los dos hombres y, de hecho, lo único que reflejaba era el tiempo de respuesta de sus cerebros. Ahora sabemos que el intervalo de tiempo que intentaban medir es de tan solo unas millonésimas de segundo; demasiado breve para que nuestros sentidos puedan detectarlo y para que algún instrumento de la época pudiera medirlo. Hubo que esperar dos siglos y medio para que el experimento que Galileo había intentado diese, gracias al progreso de la tecnología, un resultado positivo y preciso. Lo que quedó claro a principios del siglo XVII es que la luz iba demasiado rápido y que, si se quería estimar su velocidad, había que aprender a medir con gran precisión tiempos muy cortos y distancias muy grandes.

El propio Galileo abordó estos dos problemas, sin pensar de hecho en la

velocidad de la luz, que parece que dejó de preocuparle tras el fracaso de su ingenuo experimento. Fue estudiando el movimiento de los péndulos y usando, por primera vez, una lente de aumento para observar el cielo como hizo dos importantes descubrimientos que harían posible, medio siglo más tarde, la primera estimación de la velocidad de los rayos lumínicos.

Hasta el siglo XVII, el tiempo se medía usando instrumentos primitivos. Los relojes de los campanarios de las iglesias contaban las oscilaciones de torsión de una larga soga a la que estaba unido un brazo horizontal de madera, llamado *foliot*. La imprecisión podía llegar a ser de un cuarto de hora al día. Los intervalos más cortos se medían mediante las pulsaciones o usando clepsidras de agua. Se dice que Galileo midió el tiempo que una bola tardaba en descender por un plano inclinado pesando la cantidad de agua que se había derramado de la clepsidra entre el instante en que la bola se puso en movimiento y cuando llegó abajo. Aun con eso, la precisión era escasa.

Los experimentos de Galileo con un péndulo simple, una pequeña esfera unida a un hilo oscilante en el campo gravitatorio terrestre, abrieron nuevas perspectivas. Constató que el periodo de balanceo del péndulo es independiente de la masa suspendida y de su amplitud de oscilación. De hecho, esta última propiedad, que se conoce como isocronismo, solo se cumple en movimientos cuya amplitud angular no supera unos pocos grados. En esos casos, el periodo de oscilación del péndulo no depende más que de la longitud del hilo de suspensión: es de dos segundos para un hilo de en torno a un metro de largo (por supuesto, Galileo no utilizaba el metro, sino las unidades de la época: el codo o la toesa). Tenían aún que producirse enormes avances para que se pasase del sencillo y casi simple péndulo, que batía aproximadamente una vez por segundo, a un reloj que contase de manera autónoma y precisa el tiempo; pero la idea que consiste en basar la

medición de los lapsos en el movimiento regular de un oscilador ya estaba ahí.

Fue Christiaan Huygens, medio siglo más tarde, quien transformó el péndulo de Galileo en un verdadero reloj y lo convirtió en un preciso instrumento de medición del tiempo. Demostró la fórmula, bien conocida por los estudiantes de secundaria, según la cual el periodo de un péndulo simple es igual a 2π veces la raíz cuadrada de la división de la longitud del hilo en suspensión, l, entre la aceleración de la gravedad. Esta última, que suele expresarse como g, tiene una magnitud de unos 9,8 m/s^2 y expresa la variación por segundo de la velocidad de una masa que cae en el campo gravitatorio de la Tierra. Huygens demostró también que, si el péndulo no era simple, sino un objeto de forma arbitraria que oscilaba en torno a un eje horizontal, para calcular su periodo era necesario definir su momento de inercia respecto a dicho eje, una magnitud que ya mencioné en el capítulo anterior. Conociendo la masa, el momento de inercia y la distancia del centro de gravedad del objeto a su punto de suspensión, Huygens pudo calcular el periodo y, por ende, la longitud de un péndulo simple que oscilase al mismo ritmo.

Huygens intentó también eliminar toda dependencia del periodo respecto de la amplitud de oscilación, que era una fuente de imprecisión. Demostró que las oscilaciones solo eran perfectamente isócronas —independientes de la amplitud de oscilación— cuando el centro de gravedad del péndulo trazaba un arco no de círculo, sino de cicloide, la curva que describe el movimiento de un punto exacto de una circunferencia que rueda sin resbalar. Para obligar al péndulo a seguir esta curva, tuvo que imaginar un ingenioso sistema de pestañas situadas en las proximidades del eje alrededor del cual el péndulo oscilaba. Estas alteraban la longitud efectiva del péndulo durante de su balanceo.

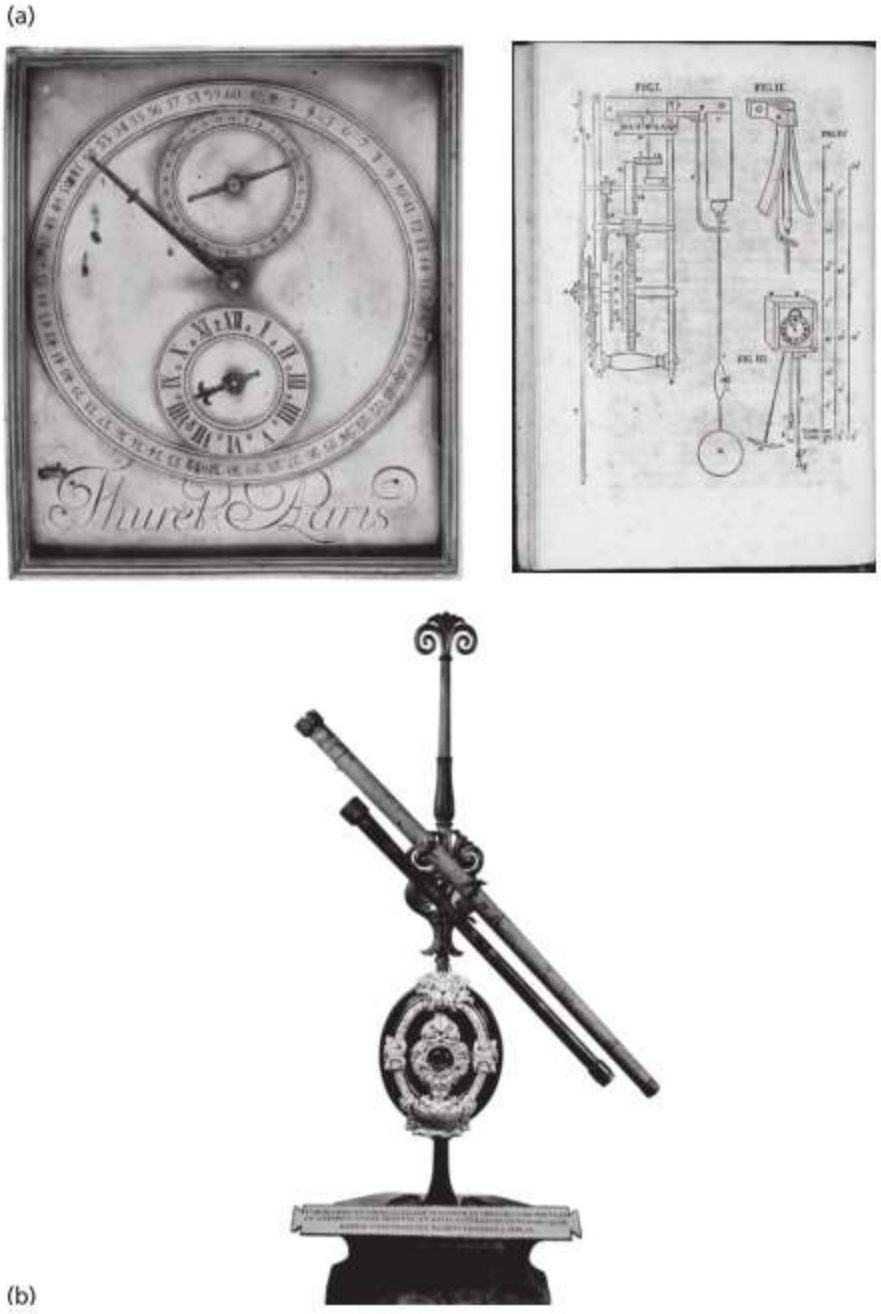


FIGURA 2.1. Los dos instrumentos que están en el origen del nacimiento de la física moderna. (a) El reloj de Huygens: a la izquierda, la esfera fabricada por el relojero Isaac Thuret a partir de los planos de Huygens (museo Boerhaave, Leiden); a la derecha, dibujo del danés que detalla el mecanismo de este reloj. (b) El telescopio de Galileo con el que pudo observar la Luna, Júpiter y sus satélites (museo Galileo, Florencia) (© akg-images).

Junto a estos avances teóricos, que implicaban sutiles cálculos, Huygens realizó también un notable trabajo de ingeniería: desarrolló un astuto mecanismo de escape que tenía un doble objetivo. Al acoplarlo a un peso sometido al campo gravitatorio, proporcionaba al péndulo la energía que compensaba el trabajo de las fuerzas de fricción y lo mantenía en un régimen estacionario de oscilaciones. Por su parte, el escape registraba el paso del tiempo al desplazar las agujas, que avanzaban en la esfera al ritmo de los batimientos del péndulo, marcando así los segundos, los minutos y las horas. Ya no hacía falta que un ayudante contase las oscilaciones; la máquina se encargaba de hacerlo automáticamente. Fue necesario un gran ingenio para desarrollar un mecanismo de escape que, sin alterar la estable frecuencia del oscilador, pudiese regularse para que batiese cada segundo. Los relojes de Huygens no se desviaban más que unos diez o quince segundos al día del tiempo astronómico basado en la observación de la rotación diaria de la Tierra.

La otra contribución decisiva de Galileo para la medición de la velocidad de la luz fue el perfeccionamiento del telescopio de refracción, un tubo rematado mediante dos lentes que permitía ver de forma ampliada los objetos observados. Con este instrumento, cuyos primeros prototipos llegaron de Holanda y que él refinó para mejorar su aumento, de un factor 3 a un factor 30, en 1610 Galileo fue el primero en contemplar el cielo con una mirada verdaderamente científica. Observó la Luna y descubrió los anillos de Saturno, así como, lo que es más importante para nuestra historia, cuatro satélites de Júpiter. Por primera vez, un sistema planetario que obedecía las leyes de Kepler se revelaba directamente a la vista, lo cual

mostraba que la existencia de tales sistemas en el universo era algo habitual y confirmaba el modelo copernicano.

Júpiter y su cortejo de satélites también iban a convertirse en un reloj astronómico. Según las leyes empíricas de Kepler, que la teoría de la gravitación de Newton justificaría a finales de siglo, el periodo de los satélites de Júpiter debía ser estable y, por ende, servir para medir el tiempo. Este tiempo astronómico era accesible en cualquier lugar desde el que Júpiter pudiera observarse, lo que ofrecía un método de sincronización temporal universal en una época en que los medios de comunicación y de sincronización actuales, basados en el intercambio de señales de radio, no eran ni siquiera concebibles.

FIGURA 2.2. Júpiter y los cuatro satélites «mediceos» descubiertos por Galileo tal y como él pudo verlos en 1610 con su telescopio, cuyo factor de aumento era de entre 20 y 30. Ío es el satélite más próximo al planeta, en torno al cual completa una revolución cada cuarenta y dos horas, veintisiete minutos y veintiún segundos. Esta fotografía se tomó con una cámara fotográfica sencilla apoyada sobre un trípode (© Igor Dotsenko).

MEDIR LA VELOCIDAD DE LA LUZ PARA DIMENSIONAR EL UNIVERSO

Este reloj natural atrajo el interés de los astrónomos, y la tabulación de los instantes en que el satélite Ío, el más próximo al planeta, salía de la sombra de Júpiter se encargó en 1676 a Rømer, un joven astrónomo danés que trabajaba en el recién inaugurado Observatorio de París. Este constató enseguida que el intervalo de tiempo entre dos reapariciones sucesivas de Ío no era fijo, como predecían las leyes de Kepler, sino que se alargaba durante seis meses al año y se acortaba durante los seis meses siguientes. Para realizar sus mediciones disponía de relojes de precisión desarrollados por Huygens. Rømer comprendió que este fenómeno se debía a que la velocidad de la luz era finita.

Cuando la Tierra, en su órbita, se alejaba de Júpiter, la distancia que la separaba del planeta aumentaba durante el tiempo que Ío pasaba a su sombra. Así, el instante de la observación de la reaparición del satélite se retrasaba tanto tiempo como la luz tardaba en atravesar el espacio que la Tierra había recorrido mientras Ío estaba oculto. Durante los seis meses en que nuestro planeta se acercaba a Júpiter, ocurría el fenómeno inverso e Ío reaparecía cada vez antes. El adelanto o retraso, del orden de varios segundos para cada revolución del satélite, se acumulaba hasta rondar los veinte minutos al cabo de los seis meses. Rømer dedujo que este era el tiempo que tardaba la luz en recorrer el diámetro de la órbita terrestre, dos veces la distancia de la Tierra al Sol. Pero ¿cuál era esta distancia, que ahora llamamos unidad astronómica?

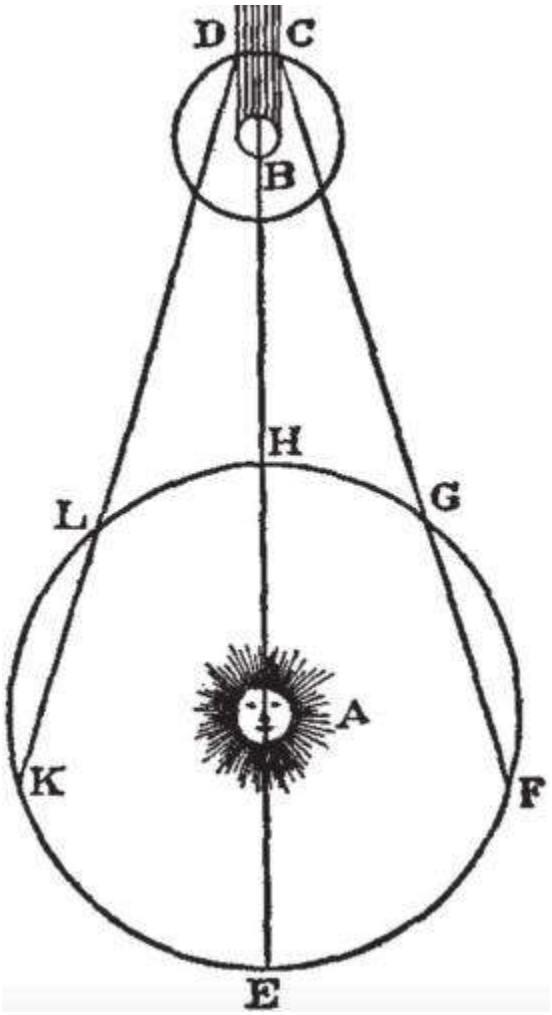


FIGURA 2.3. Dibujo de Rømer publicado en el *Journal des Savants* del 7 de diciembre de 1676 que ilustra el principio en que se basa su estimación de la velocidad de la luz: el círculo inferior, con el Sol en A, representa la órbita terrestre recorrida en el sentido de las agujas del reloj. El círculo superior simboliza la órbita de Ío en torno a Júpiter, situado en B. El satélite entra en la sombra en el punto C y sale de ella en D. Durante este tiempo, la Tierra se desplaza desde K hacia L en ciertos periodos del año (acercándose a Júpiter), y desde G hacia F seis meses más tarde (alejándose). Para poder deducir el valor de la velocidad de la luz a partir de los instantes de las reapariciones de Ío hay que conocer el diámetro de la órbita terrestre, EH.

Cuatro años antes, otro astrónomo del Observatorio de París, Jean Richer, había sido enviado a la Guayana Francesa para responder a esta pregunta. El proyecto consistía en medir desde Cayena el paralaje del planeta Marte en el momento propicio, en que estaría en el punto más próximo a la Tierra,

y compararlo con el medido en el mismo momento por el astrónomo Jean-Dominique Cassini, jefe de Rømer, desde el Observatorio de París. Para entender qué es el paralaje basta con hacer un sencillo experimento. Extendamos la mano hacia delante y mirémonos el dedo índice mientras apuntamos verticalmente hacia un punto de referencia lejano (por ejemplo, el marco de una puerta o de ventana a unos diez metros de distancia). Hagamos esta observación guiñando alternativamente los ojos. Según el ojo que esté abierto, vemos el índice bajo un ángulo diferente, a la derecha o a la izquierda del punto de referencia. Este cambio de perspectiva es el efecto del paralaje. Acerquemos ahora nuestro índice doblando el brazo y repitamos el experimento. El efecto será mayor. La diferencia entre los ángulos bajo los que el objeto es observado por los dos ojos es tanto mayor cuanto más cercano está. Para un cuerpo muy alejado (en teoría, hasta el infinito), el paralaje es nulo y ese objeto puede, por tanto, servir de referencia para medir el paralaje de otros más próximos.

En el experimento de 1672, Richer era un ojo y Cassini el otro, Marte era el dedo índice y la referencia era una estrella fija cercana al planeta rojo esa noche. La simultaneidad de las medidas fue aproximada. Bastaba con asegurarse de que entre ambas la Tierra no había rotado más que una pequeña fracción de la distancia que separaba Cayena de París. Una separación de varios minutos entre las observaciones era aceptable. El experimento dio como resultado una diferencia de paralaje de veinticinco segundos de arco entre la medida de Cassini y la de Richer (por descontado, hubo que esperar varios meses a que este volviese a París para hacer la comparación). Un simple cálculo de triangulación permitió deducir que, esa noche, Marte se encontraba a una distancia de unas siete mil quinientas veces la que separa París de Cayena, cuyo valor aproximado se conocía entonces (en torno a mil setecientas leguas, unos siete mil kilómetros). La

distancia entre la Tierra y Marte en el momento de oposición (cuando este, nuestro planeta y el Sol, en este orden, están alineados) era, por tanto, de alrededor de trece millones de leguas (cincuenta y tres millones de kilómetros). Conocidas las leyes que rigen las órbitas de los planetas, esta medida bastaba para deducir los parámetros de las órbitas de Marte y de la Tierra y, en particular, la distancia entre la Tierra y Sol, la unidad astronómica.

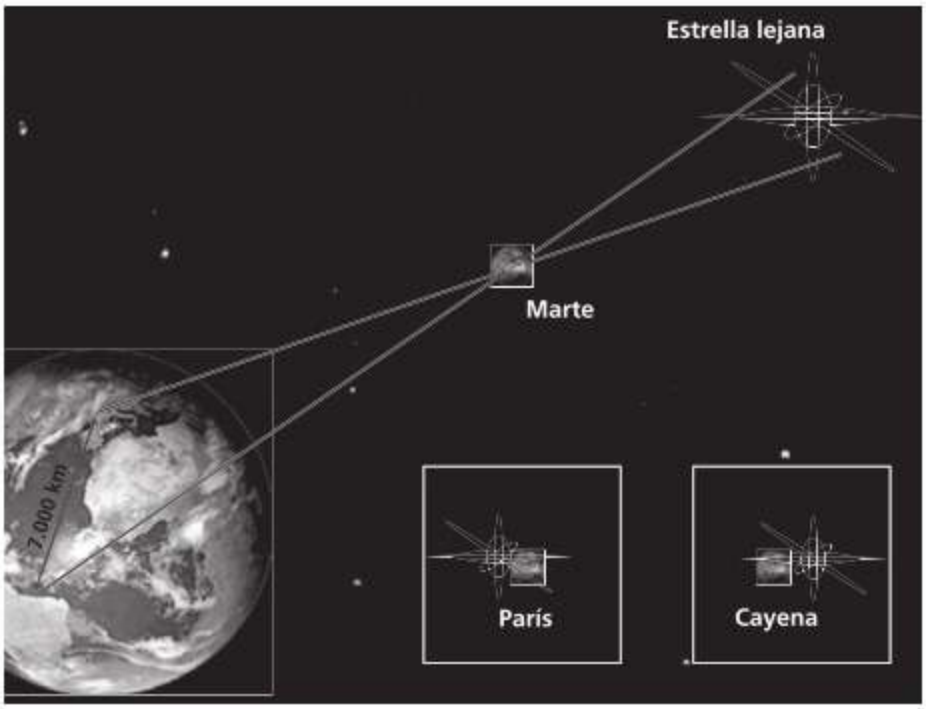


FIGURA 2.4. El paralaje de Marte medido por Richer y Cassini. Observado en un mismo momento, visto desde París el planeta aparece a la derecha de una estrella lejana, mientras que al observarlo desde Cayena aparece a la izquierda. En el dibujo el efecto está muy exagerado, porque las distancias no están a escala (Marte estaba a unos cuatro mil diámetros terrestres de nosotros, y no a uno o dos, como aparece representado aquí).

Cassini y Richer obtuvieron para esta distancia un valor aproximado de

treinta millones de leguas, lo que permitió deducir, a partir del retardo en las reapariciones del satélite joviano, que la velocidad de la luz era del orden de cincuenta mil leguas por segundo. La precisión no era excelente (como es bien sabido, el valor real está en torno a los 300.000 km/s; esto es, setenta y cinco mil leguas por segundo), pero fue el primer resultado que proporcionó el orden de magnitud correcto. Curiosamente, el propio Rømer no dio ningún valor para la velocidad de la luz; fue Huygens quien calculó y publicó el resultado obtenido a partir de sus observaciones.

Para establecer por primera vez un parámetro esencial de la física fue necesario usar el universo como laboratorio, y utilizar instrumentos cuya precisión había mejorado de manera considerable desde la época de Galileo. Los telescopios estaban montados sobre sextantes orientables gracias a un mecanismo muy preciso de tornillos y nonios, y unas finas retículas en el plano focal de su objetivo permitían apuntar a los astros con una precisión de unos pocos segundos de arco.

Con estos experimentos, el universo se revelaba a la observación en toda su inmensidad. Las gigantescas distancias en juego contribuyeron a poner a la Tierra y al hombre en su lugar, en la línea del cambio de perspectiva que se había iniciado con el descubrimiento copernicano. No solo no estábamos en el centro del mundo, sino que resultaba que nuestra Tierra no era más que una mota de polvo en el espacio infinito. La dimensión de nuestro planeta, determinada gracias a las exploraciones de los navegantes del Renacimiento, proporcionó la medida de siete mil kilómetros para la distancia entre París y Cayena que los astrónomos del Observatorio de París usaron para medir el tamaño del sistema solar. Se disponía ahora de una unidad de medida cuarenta veces mayor, el diámetro de la órbita terrestre, que a su vez iba a usarse como unidad para determinar la distancia de las estrellas más próximas. El paralaje de estas, medido con seis meses de

diferencia en dos puntos de la órbita terrestre diametralmente opuestos, es de apenas una fracción de segundo de arco. Hubo que esperar un siglo y medio para que los avances en los telescopios permitiesen determinar estos minúsculos ángulos y ubicar esas estrellas a unas pocas decenas de miles de unidades astronómicas. La luz procedente de ellas no tardaba en llegar hasta nosotros ocho minutos y medio, como ocurre con la del Sol, sino varios años.

La velocidad finita de la luz, cuya medición había sido el sueño de Galileo, añadía un parámetro esencial a la astronomía, el del tiempo. La luz que vemos hoy salió hace años de una estrella próxima. Desde aquellas más lejanas, cuya distancia a la Tierra solo pudo estimarse mucho más tarde y por otros métodos, la luz ha viajado millones, incluso miles de millones, de años hasta llegar a nosotros hoy. Y esto nos permite descifrar información sobre el pasado remoto del universo. La astronomía, nacida en la Antigüedad como una ciencia del espacio, acabaría por convertirse en astrofísica, una ciencia del espacio y del tiempo cuyo objetivo último es estudiar la cosmología, la historia del universo. Aún quedaba mucho para eso en la época de Cassini y Rømer, pero es interesante recordar que esta ciencia ya había comenzado con las observaciones astronómicas del Gran Siglo de Luis XIV.

Los avances de la astronomía observacional en el siglo XVII se debieron al perfeccionamiento de los instrumentos ópticos compuestos por lentes. Su tamaño, que desde hacía siglos obedecía a reglas empíricas, pasó a estar mejor controlado y a ser más preciso una vez que se establecieron las leyes de la propagación de los rayos lumínicos en el aire y en la materia transparente. El método científico, basado en una observación precisa de los fenómenos naturales que conducía a una formulación matemática exacta, encontró así una de sus primeras aplicaciones.

LA CIENCIA DE LA LUZ SE VUELVE CUANTITATIVA: DESCARTES Y *LA DIÓPTRICA*

El primero en aplicar este método de manera sistemática al estudio de la propagación de la luz fue Descartes. Tras el *Discurso del método*, escribió un tratado de óptica publicado en 1637, *La dióptrica*, en el cual presentó su visión sobre la naturaleza de la luz y expuso las leyes de la reflexión y de la refracción de los rayos lumínicos. A diferencia de Galileo, el francés suponía que estos rayos se propagan a una velocidad infinita (Rømer aún no había hecho sus observaciones) y no decía nada claro sobre su naturaleza. Simplemente daba por hecho que el espacio, en apariencia vacío, que bañaba la luz estaba lleno de partículas rígidas, de naturaleza diferente a la de las que formaban la materia ordinaria. Describía así una de las primeras versiones del éter, ese medio misterioso que, durante dos siglos y medio, no dejaría de intrigar a los físicos. Eran estas partículas de éter las que transmitían al instante la «tendencia al movimiento» que era la luz, desde las fuentes lumínicas hasta los objetos materiales que la reflejaban o la refractaban, o bien hasta el ojo de un observador.

La instantaneidad de la propagación lumínica se debía a la infinita rigidez de las partículas que constituían ese éter. Aunque la luz tuviese para Descartes una velocidad infinita y no estuviera asociada al movimiento, se vio obligado, para entender el recorrido de los rayos lumínicos, a hacer una analogía entre estos y las trayectorias de cuerpos que se movían realmente en el espacio. Para ello asemejó el rebote de una bola en un plano a la reflexión de la luz en un espejo o sobre una superficie plana que separase el aire de un medio transparente, lo que se conoce como un dioptrio plano. Redescubrió así la ley ya conocida desde la Antigüedad según la cual la luz

se refleja en el plano definido por el rayo incidente y la normal al dioptrio, y el ángulo de reflexión es igual al de incidencia.

Descartes abordó a continuación el problema de la refracción, el hecho de que, cuando un rayo de luz se encuentra con un dioptrio, una parte de la luz penetra en él y forma un ángulo distinto al de incidencia sobre el medio. Este viene dado por el famoso teorema de los senos, también llamado ley de Snell, porque este físico holandés la había establecido unos años antes sin que, al parecer, Descartes estuviese al tanto de ello. A los lectores que no tengan más que un vago recuerdo de Pitágoras y su geometría, les recuerdo que, en un triángulo rectángulo, el seno del ángulo formado por la hipotenusa y un lado del ángulo recto se obtiene al dividir la longitud del otro lado por la hipotenusa. Es un número que varía entre 0 y 1 a medida que el ángulo aumenta de 0 a 90º.

La ley de Snell dice que la razón entre los senos de los ángulos de incidencia y de refracción de la luz cuando atraviesa un dioptrio plano que separa dos medios es un número fijo, independiente de la dirección de incidencia y que solo depende de la naturaleza de los dos medios (por ejemplo, el aire y el agua, o el aire y el vidrio). Los ángulos en cuestión son los que forman los rayos con la normal al plano del dioptrio. Cuando la luz pasa del aire a un medio transparente más denso, el rayo lumínico se desvía hacia la normal, por lo que el ángulo de refracción es menor que el de incidencia. La razón entre los senos es entonces un número mayor que 1. En el lenguaje de la física moderna, este número es lo que se conoce como índice de refracción del medio con respecto al aire.

Lo contrario ocurre cuando el rayo sale del medio más denso y entra en el aire. La razón entre los senos del ángulo de incidencia y del de emergencia al aire es menor que la unidad, por lo que el rayo sale formando con la normal un ángulo mayor que el de incidencia. Para cierto ángulo de

incidencia crítico, el seno del ángulo de salida alcanza la unidad y el rayo emergente, que forma un ángulo de 90º con la normal a la superficie, es paralelo a esta. Si el ángulo de incidencia aumenta aún más, deja de haber rayo emergente: el que llega al dioptrio se refleja por completo en el medio.

Estos resultados se habían observado empíricamente desde la Antigüedad para pequeñas inclinaciones de los rayos respecto a la normal al dioptrio. En esos casos, los senos son más o menos proporcionales a los ángulos. Descartes, cuando redescubrió la ley de Snell, extendió la fórmula a inclinaciones arbitrarias, sustituyendo los ángulos por sus senos. Para justificar este resultado, establecido a partir de observaciones empíricas, retomó la analogía de la bola que se topaba con una superficie plana, considerando que la componente de su movimiento paralelo a la superficie se mantenía constante. Además, añadió la hipótesis de que, debido a su interacción con el medio, la velocidad de la bola virtual que representa la luz cambia según una razón constante, independiente del ángulo de incidencia. Llegó así al teorema de los senos, aunque su analogía mecánica lo condujo a un resultado paradójico. Si, como cabría esperar intuitivamente, la velocidad de la bola disminuía cuando pasaba del aire al medio transparente más denso, esta debería alejarse de la perpendicular al dioptrio. Pero el rayo lumínico se aproxima a la normal. Tuvo entonces que admitir que la luz, a diferencia de un proyectil material, tiene mayor facilidad para penetrar en el agua que en el aire. Descartes introdujo así la idea de que la luz atraviesa la materia con menor dificultad, como si la atrajera el medio transparente.

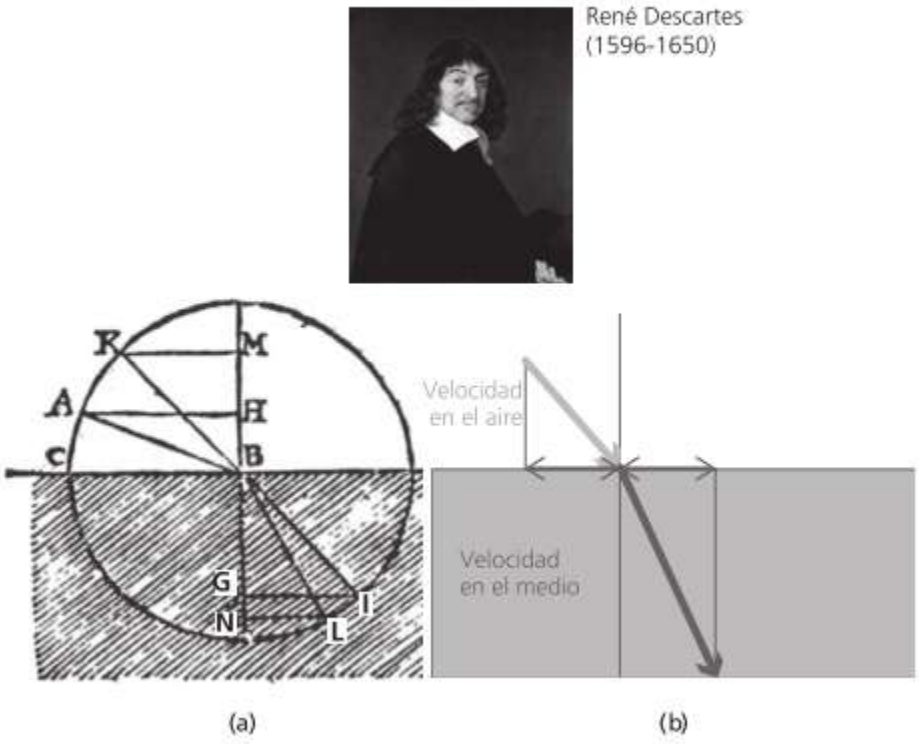


FIGURA 2.5. (a) El teorema de los senos representado en *La dióptrica*: los rayos AB y KB se refractan respectivamente en BI y BL. Si se toma el radio del círculo BA = BK como la unidad, los senos de los ángulos de incidencia y de refracción vienen dados por las longitudes AH y GI para el rayo que parte de A, y por las de KM y NL para el que sale de K. Según el teorema de los senos, las razones AH/GI y KM/NL son iguales. (b) Esquema que muestra que una bola se propaga más rápido en el medio transparente que en el aire si su trayectoria se desvía hacia la normal al dioptrio y mantiene constante la proyección horizontal de su velocidad. La razón entre las velocidades en el medio y en el aire es entonces igual a la existente entre los senos de los ángulos de incidencia y de refracción, que es mayor que la unidad.

Este modelo de bolas que se propagan con una velocidad finita para representar lo que Descartes consideraba una tendencia al movimiento instantáneo contenía una contradicción evidente. Newton se libraría de ella unos años más tarde, al afirmar que la luz estaba constituida por partículas reales que se propagaban a una velocidad finita. El teorema de los senos

implicaba que estas partículas debían ir más rápido en el agua que en el aire, igual que las bolas virtuales del razonamiento de Descartes.

Al apoyarse en analogías y conceptos difusos como el de la facilidad de la luz para penetrar en un medio, Descartes expresaba la perplejidad de su época sobre la naturaleza real de la luz, que seguía siendo misteriosa, a pesar de que empezaban a comprenderse bien las leyes de su propagación en el aire y en los medios transparentes. El mérito de Snell y de Descartes consistió en deducir de la observación de fenómenos ópticos de reflexión y refracción una ley matemática cuantitativa que daba buena cuenta de aquellos. Pero faltaba una teoría satisfactoria que justificase dicha ley.

LA NATURALEZA ACTÚA SIGUIENDO LAS VÍAS MÁS CORTAS Y SIMPLES: EL PRINCIPIO DE FERMAT

Pierre de Fermat fue uno de los primeros, en la década de 1650, en poner de manifiesto las contradicciones de *La dióptrica*. Comprendió que se podían resolver si se admitía que la luz tenía una velocidad finita —de nuevo, esto ocurría antes de Rømer— y que, en un medio material como el agua o el vidrio, esta velocidad era menor que en el aire. La razón entre los senos era la misma que entre las velocidades correspondientes en los dos medios. Para llegar a este resultado, había que renunciar a la analogía entre luz y proyectiles materiales. Sin indagar más en la naturaleza de los rayos lumínicos, Fermat demostró que el teorema de los senos, entendido como una ley que explicaba las razones de la velocidad de la luz en los medios atravesados, podía expresarse de una manera aún más fundamental y simple:

> Para ir de un punto a otro, un rayo de luz sigue un trayecto que le lleva el menor tiempo posible

respecto a todos los trayectos vecinos.

Este es, expresado en lenguaje moderno, el famoso principio de Fermat, que ha tenido hasta nuestros días una importancia considerable en la óptica y en la física en general. Para justificarlo, Fermat se apoyó en un principio de economía, según el cual «la naturaleza actúa siempre por las vías más cortas y simples»; así, en un medio homogéneo, la luz se propaga en línea recta. Y da cuenta también de la ley de la reflexión, porque está claro que, si un rayo se topa con un espejo yendo de un punto a otro, el camino más corto es aquel en que se encuentra con el obstáculo en el punto donde el ángulo de incidencia es igual al de reflexión. Cualquier otro punto en el espejo corresponde a un trayecto más largo, como puede verse con un simple dibujo.

El mismo principio permite llegar a la ley de la refracción. Si la luz que parte del aire debe alcanzar un punto en el agua situado en una dirección oblicua respecto al límite entre ambos medios, tardará un tiempo mínimo si recorre la mayor parte del camino por el aire, por donde va más rápido, y la menor por el agua, donde se ralentiza. El trayecto óptimo corresponde precisamente a la ley de Snell-Descartes, con un ángulo de incidencia mayor en el aire que el ángulo de refracción en el agua. La analogía que suele presentarse para entender este resultado es la de un socorrista que ve a un bañista ahogándose. Para tardar el menor tiempo posible en ayudarlo, tiene que correr en dirección oblicua a lo largo de la playa hasta estar cerca de la vertical al punto donde se encuentra la persona en apuros. El lugar exacto donde entra en el agua viene dado por el teorema de los senos, cuya razón es igual a la que existe entre las velocidades del socorrista cuando corre por la playa y cuando nada en el mar, que es mayor que la unidad.

El principio de Fermat se generaliza a situaciones donde la luz debe atravesar todo tipo de dioptrios o de medios no homogéneos, en los que el

índice de refracción puede variar de manera continua. En particular, explica la formación de espejismos. En las proximidades de una superficie de terreno recalentada por el sol, el aire caliente es menos denso cuanto más cerca del suelo, por lo que la luz se propaga un poco más rápido en esa zona. Los rayos de luz que van de la copa de un árbol o del campanario de una iglesia hacia nuestro ojo, en lugar de hacerlo en línea recta, buscarán el camino más rápido siguiendo una trayectoria curva que los acerque al suelo antes de volver a subir hacia nosotros. Al extrapolar en línea recta la dirección de los rayos de luz que nos llegan, tenemos la impresión de que provienen de imágenes situadas del otro lado del suelo. La capa de aire caliente se comporta como la superficie de un lago o de un espejo, reflejando el cielo y los objetos del paisaje que nos rodea.

El principio de Fermat permite también explicar de manera simple las propiedades de las lentes convergentes, que forman una imagen casi puntual de un punto fuente. Descartes dio una explicación de este fenómeno, que es esencial para el funcionamiento de los instrumentos ópticos —telescopios y microscopios que acababan de inventarse—, a partir de su teorema de los senos. Si modificamos ligeramente su enunciado, el principio de Fermat ofrece una imagen intuitiva más simple.

De hecho, una formulación más exacta de este principio dice que la luz sigue las trayectorias para las cuales el tiempo de recorrido es estacionario respecto a ligeras variaciones en ambos extremos de esos caminos. Por lo general, se trata de los más rápidos, pero pueden darse situaciones en las que, por el contrario, dicho tiempo sea máximo. También hay situaciones en las que el tiempo de recorrido entre dos puntos no varía para una gran cantidad de caminos vecinos alternativos. Este es justo el caso de los rayos que unen los puntos objeto e imagen situados sobre el eje de una lente de vidrio convergente, cuyas superficies son casquetes esféricos convexos. El

rayo geométricamente más corto que va desde el objeto hasta la imagen es el segmento de línea recta que pasa por el centro de la lente, el que atraviesa su sección más gruesa.

Los rayos oblicuos que se alejan de este camino de distancia geométrica mínima atraviesan una región mayor por el aire, pero más corta por las zonas más finas en los bordes de la lente. El tiempo que la luz pierde en el aire, por donde va más rápido, se compensa por lo poco que tarda en atravesar el vidrio, por donde viaja más lentamente.

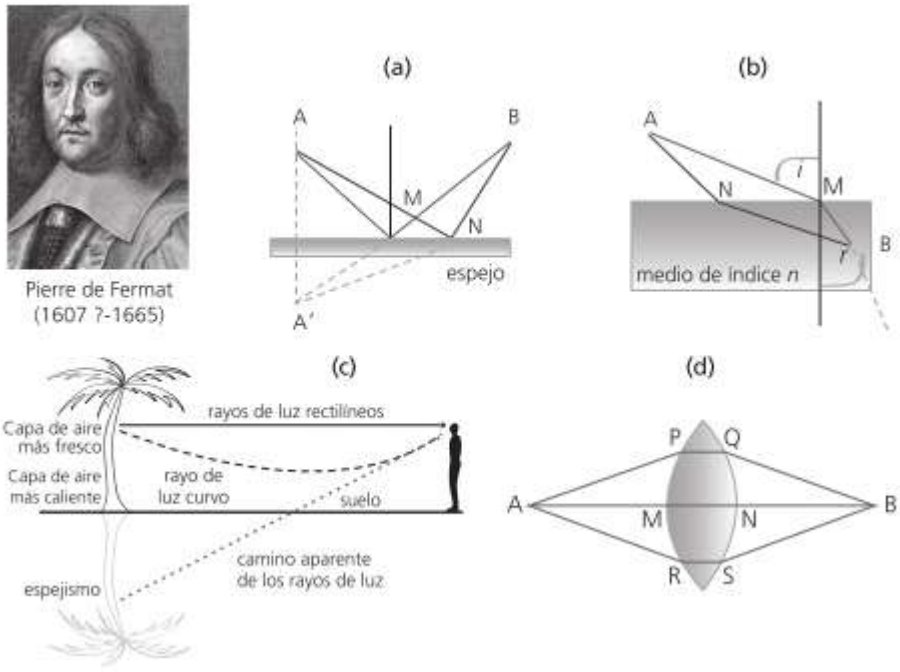


FIGURA 2.6. Principio de Fermat. (a) Ley de la reflexión: para ir de A a B, la luz se refleja en M, de manera que AMB sea de longitud mínima respecto a todos los demás caminos (por ejemplo, ANB). M es la intersección del espejo con la línea recta que va de B a la imagen A' de A. El ángulo de incidencia es, por tanto, igual al de reflexión. (b) Ley de la refracción: para ir de A, en el aire, hasta B, en un medio de índice de refracción $n > 1$, la luz sigue el trayecto AMB, con lo que recorre más camino por el aire, por donde viaja más rápido. El punto M de contacto con el dioptrio es aquel para el cual la razón entre los senos del ángulo de incidencia, *i*, y de reflexión, *r*, es igual a *n*. Por el camino ANB, que no es el más corto, la luz gana tiempo en el aire (AN < AM), pero pierde más en el medio donde es más lenta (NB > MB). (c) Los espejismos: la luz se curva hacia el suelo caliente,

donde va más rápido, y el rayo que alcanza el ojo hace que dé la impresión de que la palmera se refleja en el suelo. (d) Focalización de las lentes de vidrio: para ir de A a B, la luz sigue todos los caminos de tiempos iguales (AMNB, APQB, ARSB...). Cuanto más se inclinan los rayos respecto a la normal a la lente, más se alargan los trayectos por el aire, pero el retraso a lo largo de estos caminos se compensa por la disminución de los tiempos de trayecto por el vidrio.

Los tiempos de recorrido de la luz son así los mismos para todos los caminos que unen los puntos objeto e imagen siguiendo trayectorias por el aire más o menos oblicuas. Todos estos caminos obedecen al principio de Fermat en un sentido amplio, y contribuyen a formar la imagen en el punto de convergencia. Para ello tiene que existir una relación bien definida entre las distancias del objeto y de la imagen al centro de la lente, así como un parámetro de esta que se denomina distancia focal, que depende de la geometría de los casquetes que la constituyen. Esta, además de medir la potencia de convergencia de la lente, es también función de la razón entre las velocidades de la luz en el aire y en el vidrio, lo que en el lenguaje moderno se conoce como índice de refracción del medio transparente. Estas reglas de la óptica geométrica, que Descartes analizó en *La dióptrica* con ayuda de la fórmula de los senos, encuentran una interpretación geométrica muy elocuente a partir del principio de Fermat.

Este, a su vez, constituye, junto con las leyes de la mecánica de Newton, lo que puede considerarse como una de las primeras teorías cuantitativas de la física. Partiendo de una constatación empírica, el teorema de los senos que cumplen los rayos refractados en un medio material enuncia una ley simple: la del tiempo de recorrido estacionario de la luz. Este principio permitió explicar otros fenómenos —los espejismos, las leyes que obedece la convergencia de las lentes— y hacer una predicción que por aquel entonces aún no se había verificado experimentalmente: el hecho de que la luz va menos rápida por un medio transparente que por el aire o el vacío. Y

un detalle esencial, esta teoría es minimalista, en el sentido de que no hace hipótesis gratuitas sobre lo que no se conocía, ya sea la naturaleza de la propia luz o del medio que atraviesa, o sobre la mayor o menor tendencia que pueda tener esta a pasar de un medio a otro.

En el análisis del principio de Fermat, he empleado una expresión antropomórfica al decir que la luz «buscaba» el camino de tiempo mínimo. Pero ¿tiene sentido esta expresión? ¿Cómo percibe esta que la trayectoria que sigue es de tiempo mínimo o estacionario? Ahora sabemos que, de hecho, sí es así: la luz tiene manera de buscar este camino, porque su carácter ondulatorio le permite extenderse a lo largo de pequeñas distancias alrededor del camino, del orden de lo que hoy conocemos como su longitud de onda. Tendrá que pasar tiempo, casi un siglo y medio desde que se enunciase el principio de Fermat, para que esta noción de la longitud de onda se establezca con claridad. Pero ya se atisban indicios en el *Tratado sobre la luz*, que Huygens publicó en 1690.

HUYGENS Y LA TEORÍA DE LAS ONDAS LUMÍNICAS

El astrónomo neerlandés empezó a escribir su obra en francés cuando era miembro de la Academia Real de Ciencias. Pero, reflejo de aquella época tumultuosa, esta no se publicó hasta después de que su autor se viese obligado a volver a Holanda, expulsado de Francia por la revocación del Edicto de Nantes. El *Tratado sobre la luz*, uno de los grandes libros de la historia de la ciencia, arrojó una mirada nueva sobre la luz y estableció varios principios que sobrevivirían al paso del tiempo. Huygens no recurrió a la analogía de la bola de Descartes, sino que optó por otra distinta, la del sonido. Afirmaba que la luz, como el sonido, es una onda que se propaga en

el espacio. Pero, mientras que el sonido es una vibración del aire, la luz lo es de un medio hipotético, el éter, cuyas propiedades Huygens trató de describir.

La luz, según el neerlandés, es, por tanto, una onda, compuesta por una sucesión de vibraciones que se desplazan en el espacio. Rømer acababa de determinar la velocidad de esta onda en el Observatorio Real de París, donde el propio Huygens había observado Saturno y sus anillos en la década de 1670. En su *Tratado*, retomó los cálculos del danés y estimó que la velocidad de la luz es seiscientas mil veces mayor que la del sonido (el valor exacto ronda más bien el millón de veces, pero el orden de magnitud era el correcto). Sin pronunciarse sobre la naturaleza exacta del éter, lo imaginaba, como Descartes, constituido por partículas duras que transmiten las vibraciones lumínicas mediante choques elásticos.

Huygens estableció una analogía con el sonido que se propaga por los efectos de compresión y dilatación del aire, pero precisó que el éter no podía ser aire, ya que la luz también se transmite en un volumen vacío del que se ha extraído el aire, o en medios transparentes en los que el aire no penetra. Insistía en el hecho de que no son las partículas de éter las que se desplazan a la gigantesca velocidad de la luz. Estas se limitan a moverse en torno a su posición de equilibrio a medida que la sacudida de la onda va llegando hasta ellas. Lo mismo ocurre con las partículas de aire, que no se desplazan a la velocidad del sonido, sino que vibran sin moverse de su sitio, o con el agua que sube y baja en torno a un mismo punto cuando una ola riza la superficie de un estanque.

Como en estos ejemplos sencillos, las ondas lumínicas emitidas por fuentes puntuales en un medio homogéneo son esféricas y se alejan de su origen en círculos concéntricos. Además, pueden encontrar obstáculos y propagarse en medios en los cuales la velocidad de la luz es variable. Para

determinar la propagación gradual de una onda, Huygens enunció un sencillo principio: consideró que cada punto iluminado en un determinado instante se convierte en una fuente virtual puntual que emite una ondícula esférica cuya amplitud es proporcional a la de la onda que ha llegado a dicho punto y cuyo estado de vibración es idéntico al de la misma. La luz irradiada más allá de un área dada resulta de la adición de todas las ondículas auxiliares emitidas por las fuentes virtuales distribuidas sobre la superficie. Si se conoce el estado de la luz aquí, se puede deducir la radiación que se propagará más allá sin necesidad de conocer las propiedades de las fuentes físicas reales situadas tras esa superficie.

Así pues, la onda lumínica era, según Huygens, una sucesión de sacudidas del éter que se propagan de un punto al siguiente. Sus superficies, como ahora sabemos, vienen determinadas por los conjuntos de puntos donde la onda vibra con una misma fase. Para Huygens, estas superficies eran las envolventes de las ondículas emitidas por las fuentes auxiliares, y se iban definiendo progresivamente a medida que la onda las alcanzaba a intervalos de tiempo regulares. El rayo lumínico que pasaba por un punto era la línea recta que, considerado este como fuente de ondícula secundaria, lo unía con el punto de contacto de esta ondícula con la envolvente de todas las ondículas procedentes de dicho punto y de los puntos vecinos.

Huygens trató de explicar a partir de esta sencilla idea por qué, en un medio homogéneo, la luz se propaga en línea recta, a lo largo de rayos rectilíneos. Si se interpone una pantalla con una abertura frente a una fuente puntual de luz, al otro lado todo se desarrollará como si la luz se emitiese desde fuentes virtuales distribuidas sobre la superficie del agujero. Estas fuentes secundarias emiten todas al mismo tiempo si la pantalla se encuentra en el plano de la onda incidente, perpendicular a la línea recta que une la fuente puntual con el centro de la abertura. Así, los rayos de las

fuentes auxiliares se refuerzan en esta dirección y se debilitan en las otras, dando nacimiento a un haz de luz rectilíneo. El rayo lumínico se propaga a lo largo de la normal al frente de onda sobre el cual las fuentes virtuales auxiliares emiten al mismo tiempo. Este principio de las ondas auxiliares enunciado por Huygens, que Augustin Fresnel retomaría y precisaría a principios del siglo XIX, se conoce desde entonces con el nombre de estos dos físicos. Cuando se establezca la teoría electromagnética de la luz, perderá su condición de principio para pasar a ser una consecuencia directa de las ecuaciones de Maxwell.

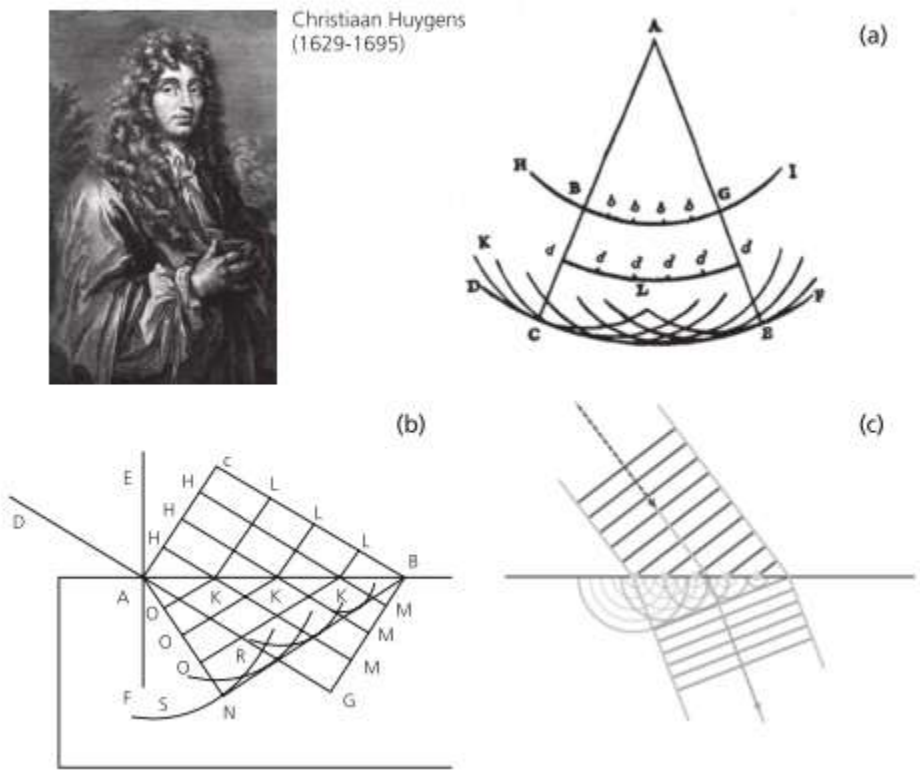


FIGURA 2.7. (a) Figura del *Tratado sobre la luz* que ilustra el principio de Huygens: la onda emitida por la fuente A más allá de un frente de onda esférico aparece como la envolvente de las ondas auxiliares emitidas por fuentes virtuales repartidas sobre dicho frente. (b) Figura basada en el *Tratado* que ilustra la ley de la refracción de la luz al pasar del aire (*arriba*) a un medio de índice $n > 1$

(*abajo*): los frentes de onda planos inclinados sobre el plano del dioptrio lo alcanzan en los puntos K, en instantes que se suceden a intervalos regulares. Cada punto emite una onda en el medio inferior. La envolvente de todas ellas forma planos paralelos más apretados entre sí que en el aire, cuya normal se aproxima a la del dioptrio. (c) Representación simplificada que muestra explícitamente las ondas esféricas secundarias emitidas por cada punto del dioptrio al que llegan en instantes sucesivos las ondas planas incidentes (Wikimedia Commons).

A partir de este principio, Huygens pudo establecer las leyes de la reflexión y de la refracción. Consideremos brevemente este último fenómeno. Supongamos que la luz llega con un ángulo de incidencia oblicuo a nuestro dioptrio que separa el aire de un bloque de vidrio, y analicemos lo que ocurre en el plano de incidencia definido por la dirección del haz y la normal al dioptrio. Las ondas esféricas irradiadas en el vidrio por las fuentes secundarias distribuidas a lo largo de la línea del dioptrio están más próximas entre sí que en el aire, si la luz se propaga más lentamente en aquel. Estas ondas admiten una envolvente que se propague en una dirección diferente de la del frente incidente, de manera que forme un ángulo menor con la normal al dioptrio. Un sencillo análisis geométrico permite llegar al teorema de los senos, cuya razón es la que existe entre las velocidades de la luz en ambos medios. Este resultado encaja con lo que pensaba Fermat.

Al lector familiarizado con la óptica le sorprenderá el hecho de que hasta ahora haya evitado mencionar los conceptos de longitud de onda o de interferencia. Hoy sabemos que la luz se descompone en ondas monocromáticas que oscilan con un periodo bien definido y que se propagan por el espacio en forma de ondulaciones cuyos sucesivos picos están separados por una distancia que define lo que denominamos longitud de onda. Este concepto no se introducirá hasta más de un siglo después, por Young y Fresnel.

Así pues, llama la atención que, aunque hable de la luz como una onda,

Huygens no mencione nunca la periodicidad espacial del rayo. La explicación es que las longitudes de onda ópticas son demasiado pequeñas (del orden de una fracción de micra) para que los sencillos experimentos que el neerlandés podía realizar en su época permitiesen detectarlas. La longitud de onda es la distancia que la luz recorre en un periodo, y su producto por la velocidad de la luz, a pesar de la enorme magnitud de esta, es minúsculo, y era imposible de medir en el siglo XVII. Esto refleja el hecho de que el periodo óptico, el tiempo de una vibración de la onda lumínica, es sumamente breve, del orden de una milbillonésima de segundo. Huygens y sus contemporáneos no podían imaginar distancias y tiempos tan pequeños como las longitudes de onda y los periodos ópticos. Hubo que esperar al siglo XIX para comenzar a explorar estos misterios.

Entre los efectos que Huygens no describió, mencionaremos también la difracción de la luz debida a pequeños obstáculos, que ya había sido estudiado antes por el sacerdote Grimaldi. El razonamiento al que he aludido antes para explicar la propagación rectilínea de la luz a través de un diafragma solo es válido cuando el diámetro de este es grande en comparación con la longitud de onda de aquella. La luz irradiada a través de agujeros muy pequeños diverge a la salida y presenta una distribución de intensidad en la que se alternan zonas iluminadas y franjas oscuras. Este fenómeno, ya estudiado por Grimaldi y que volvería a ser descrito unos años más tarde por Newton, no se comprenderá realmente hasta el siglo XIX.

En su *Tratado sobre la luz*, Huygens también ofreció la primera descripción de un fenómeno extraño por el cual se observa una imagen doble cuando la luz atraviesa los cristales transparentes de una sustancia que marineros y comerciantes habían traído de sus viajes por los mares boreales, el espato de Islandia. Se trata de un cristal de forma romboédrica, una especie de cubo o paralelepípedo que se ha achatado al comprimir dos

vértices opuestos. Cuando se observaba un objeto a través de este cristal, por ejemplo, una cruz dibujada en una hoja de papel, este aparecía dos veces. Si se giraba el cristal, una de las imágenes permanecía fija mientras la otra giraba alrededor de ella. Así, un rayo que incida en dirección normal a la cara de entrada da lugar a dos: uno no desviado, el rayo ordinario, que sigue la regla de los senos, y otro que se separa de este, el rayo llamado extraordinario. Es un fenómeno que ahora conocemos como birrefringencia.

Estos cristales poseían otra propiedad extraña. Si se seguía el rayo ordinario una vez que hubiese atravesado un primer cristal y se lo hacía incidir sobre otro espato idéntico, este rayo atravesaba el segundo cristal sin desviarse. Pero, si se rotaba el segundo cristal 90º respecto a la dirección del rayo, ¡este se desviaba hasta convertirse en el extraordinario! El experimento revelaba así una característica de la luz ligada a su comportamiento no invariante por rotación alrededor de su dirección de propagación. Se trata del fenómeno que conocemos como polarización; ahora sabemos que la luz es una vibración transversal, que corresponde a la oscilación de un campo eléctrico en una dirección normal a la de propagación de la onda. El cristal de espato tiene la propiedad de separar espacialmente las ondas cuyo campo eléctrico vibra en direcciones ortogonales. Con su experimento, Huygens reveló por primera vez este fenómeno y demostró las propiedades de un cristal de espato como polarizador y analizador, que aún tardarían mucho tiempo en entenderse. El neerlandés no se percató de que el extraño comportamiento de la luz que había atisbado estaba ligado al hecho de que la onda lumínica era una vibración transversal respecto a la dirección de los rayos. Sin embargo, sí fue capaz de dar una interpretación cualitativa del fenómeno de la birrefringencia.

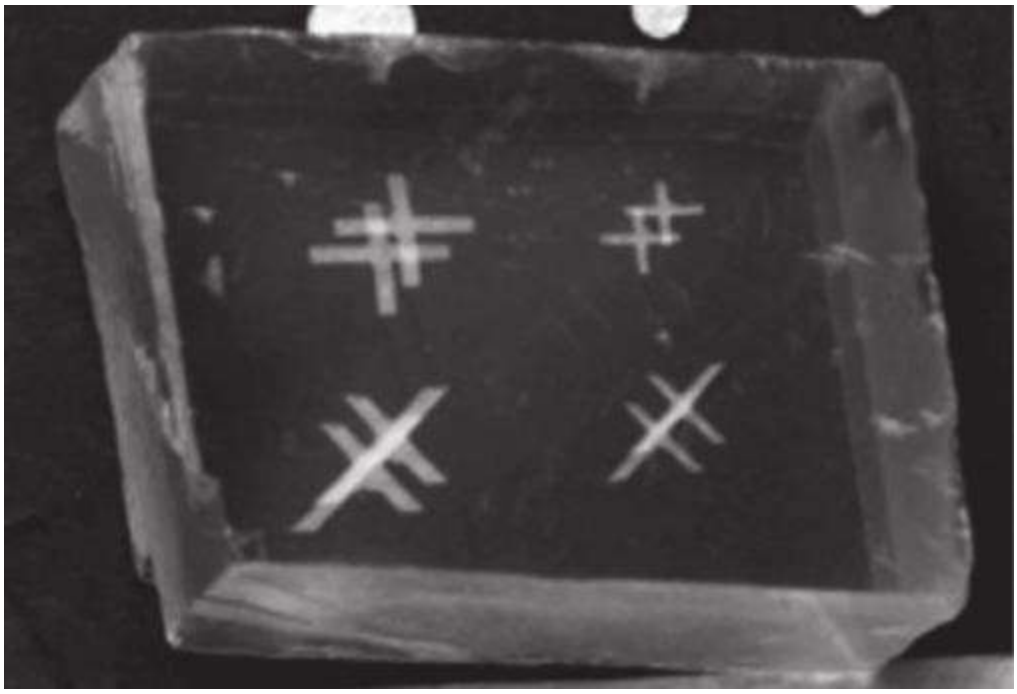


FIGURA 2.8. Doble refracción en un cristal de espato de Islandia: cada una de las cruces dibujadas en la hoja negra da lugar a dos imágenes polarizadas en ángulo recto.

La propagación del rayo ordinario se debía a que este generaba ondículas esféricas sobre la superficie de entrada del cristal, lo que llevaba a una refracción de acuerdo con el teorema de los senos. El rayo extraordinario, por su parte, producía ondículas cuya superficie de onda era elipsoidal, lo que debía reflejar el hecho de que la luz asociada a ellas se propagaba a velocidades diferentes en función de su dirección. Además, seguía la dirección definida por el centro de cada ondícula sobre la superficie del dioptrio y el punto de contacto en el cristal de la envolvente de estas ondas, que eran oblongas y no esféricas. Esta dirección era anormal respecto al teorema de los senos, de ahí el nombre de este rayo.

Estos experimentos ponen de relieve el genio práctico de Huygens, que ya se había manifestado en sus estudios mecánicos del péndulo. Sus experimentos con el cristal de espato mostraron por primera vez la

anisotropía de ciertos medios transparentes, es decir, el hecho de que la luz que los atraviesa puede propagarse a velocidades distintas según sea su dirección. Que un rayo incidente pueda dar lugar a dos rayos refractados reflejaba también, de manera implícita, un principio de superposición. La luz natural tenía que poseer dos componentes superpuestas en el rayo incidente, una de los cuales daba lugar a ondas secundarias esféricas sobre la superficie del cristal, mientras que la otra generaba ondas elipsoidales. Hoy sabemos que estas dos componentes están asociadas a dos direcciones ortogonales de la polarización transversal de la luz. Para comprender bien este fenómeno y establecer la relación entre polarización y birrefringencia, hubo que esperar hasta principios del siglo XIX y a los experimentos de Malus de observación de la luz solar reflejada por las vidrieras del palacio del Luxemburgo. Pero Huygens ya había preparado el terreno con su esfuerzo por describir con precisión las extrañas propiedades ópticas de un pedazo de roca procedente de una expedición a tierras lejanas.

Es igualmente extraordinario que, a pesar de las limitaciones que acabo de mencionar, el neerlandés lograse sentar las bases que, un siglo más tarde, condujeron a los experimentos sobre interferencia que describiré más adelante. Estos ilustran el principio fundamental de la óptica (y, más adelante, del electromagnetismo), al que ya me he referido en relación con la birrefringencia: el de la superposición de ondas. Huygens lo intuyó cuando se percató de que varias ondas pueden propagarse en un medio sin perturbarse unas a otras, sumando sus efectos en el éter, que podía responder de manera independiente a estímulos que procedían de fuentes lumínicas diferentes. También señaló que los rayos lumínicos provenientes de fuentes diversas se cruzaban en el espacio sin colisionar entre ellos, contrariamente a lo que harían las partículas materiales. Dos observadores pueden ver objetos diferentes aunque las trayectorias de los rayos de luz

que forman las imágenes de esos objetos se superpongan. Lo que uno de ellos percibe no se ve en absoluto afectado por lo que observa el otro. Mucho tiempo después, este principio de superposición se generalizaría a la física cuántica, con extrañas consecuencias.

Es de justicia recordar que otros científicos habían considerado la hipótesis ondulatoria de la luz antes que Huygens, en particular el italiano Grimaldi, el inglés Hooke y el padre Pardies, un físico francés que murió en 1673, antes de poder publicar los resultados de sus trabajos. Pero Huygens sí fue el primero en construir una teoría ondulatoria coherente que explicaba, dentro de un marco general, un gran número de fenómenos luminosos. Leibniz resumió la primacía del neerlandés y la importancia del principio que este había descubierto en los siguientes términos en una carta que remitió a Huygens pocos meses antes de la muerte de este, en junio de 1694:

> Con toda seguridad, el señor Hooke y el padre Pardies no habrían llegado a la explicación de las leyes de la refracción a partir de las ideas que tenían sobre las ondulaciones. Todo gira en torno a cómo usted ha sabido considerar que cada punto del rayo es radiante y componer una onda general a partir de estas ondas auxiliares.

NEWTON, LAS PARTÍCULAS LUMÍNICAS Y EL COLOR

El *Tratado sobre la luz* de Huygens no decía nada sobre el color. Hoy sabemos que esta propiedad esencial de la radiación está relacionada con la longitud de onda de las vibraciones lumínicas, y que los colores del arcoíris corresponden a radiaciones cuyas longitudes de onda van desde las 0,4 micras (para el azul) a las 0,7 micras (para el rojo). Como no podía estimar ni medir tales dimensiones, Huygens no dio en su tratado ninguna

interpretación de los colores. Paradójicamente, fue Newton quien, en su gran obra *Óptica*, publicada en 1704, abordó esta cuestión, a pesar de que no creía en la naturaleza ondulatoria de la radiación. En dicho texto, describió sus famosos experimentos sobre la dispersión de la luz blanca, realizados en la década de 1670, de los que Huygens sin duda tuvo conocimiento.

El subtítulo de la obra, *Tratado sobre las reflexiones, refracciones, inflexiones y colores de la luz*, resume bien todas las cuestiones que Newton trató en ella. No me detendré en toda la parte del libro que aborda las leyes de propagación de los rayos en medios transparentes. El físico adoptó un punto de vista cercano al de Descartes y llegó a los teoremas de los senos a partir de la hipótesis corpuscular, que describe la luz como un conjunto de partículas que se mueven en línea recta en un medio homogéneo y están sometidas a influencias que modifican sus trayectorias en las interfaces. Este modelo, en el cual consideró que, al penetrar un medio transparente, las partículas lumínicas se ven atraídas por una fuerza normal al dioptrio que lo separa del aire, llevó a Newton a admitir, a diferencia de Fermat y Huygens, que la luz se propaga más rápido en los medios transparentes que en el aire.

Es el análisis de la dispersión de la luz lo que hace de esta obra uno de los grandes libros de la física. En ella, Newton detalla los famosos experimentos en los que utilizó prismas para descomponer la luz del sol en un espectro que iba del rojo al violeta, y describe cómo se recuperaba la luz blanca al recombinar los rayos de colores diferentes. Así, explicó correctamente las propiedades dispersivas del prisma, partiendo de la hipótesis de que los distintos colores correspondían a valores diferentes de la razón entre los senos de incidencia y de refracción. Dicho de otro modo, la velocidad de la luz en un medio material depende de su color. Según

Newton, la luz azul, que sufre una desviación mayor, debería propagarse por el vidrio más rápido que la roja. Por supuesto, la teoría ondulatoria nos dice lo contrario.

Newton mostró asimismo cómo aparecían los colores en la irisación de las pompas de jabón. Describió en detalle y de manera exacta los anillos de colores que observaba cuando la luz blanca del sol atravesaba una lente esférica colocada sobre un portaobjetos, lo que ahora se conoce como *anillos de Newton*. Además, mencionó los colores que aparecían en la difracción de la luz cuando esta pasaba junto a pequeños obstáculos, y señaló, por ejemplo, la irisación de las telas de araña cuando la luz solar las iluminaba con un determinado ángulo. También se interesó por los colores de las plumas de los pavos reales. Ahora sabemos que, en todos estos casos, se trata de fenómenos de interferencia y de difracción, que ponen de manifiesto el carácter ondulatorio de la radiación. La paradoja de la obra de Newton es que describe de manera minuciosa y exacta, mediante hermosos experimentos que eran verdaderas proezas en aquel entonces, fenómenos que su teoría corpuscular de la luz era incapaz de explicar realmente.

Pero, incluso aunque Newton no lograse presentar una teoría convincente de los colores, hay que destacar que su extraordinaria intuición física le permitió comprender que aquellos que observaba en sus experimentos debían depender de un fenómeno que hacía que los corpúsculos lumínicos «sintieran» la distancia entre las superficies que atravesaban en sus experimentos con delgados portaobjetos. Newton pensaba que, cuando llegaban a estas superficies, las partículas de luz inducían una perturbación en el medio transparente, que el inglés llamó *fit*. Esta perturbación se propagaba de un dioptrio a otro y provocaba, según fuese la separación entre las dos superficies, una mayor tendencia a que la partícula se reflejase en el dioptrio de entrada o lo atravesase. Este *fit* newtoniano puede aparecer

como una especie de vibración que da lugar a un fenómeno de intensificación o atenuación que hace que las partículas se reflejen o se transmitan en los dioptrios de entrada y salida del portaobjetos. Así, la teoría newtoniana considera la luz como un flujo de partículas que se propagan en el espacio y en los medios transparentes, pero que inducen fenómenos de carácter vibratorio en la materia que atraviesan, así como en el ojo que las percibe en forma de diferentes colores.

Hay quien ha dicho que Newton fue el primero en atisbar, con este modelo tan cualitativo, el dualismo onda-corpúsculo de la física cuántica. Es una exageración. La verdad histórica es que esta idea del *fit* nunca llegó a precisarse, y que el físico inglés se limitó a asentar en la mente de la mayoría de los científicos del siglo siguiente la idea de que la luz estaba formada por partículas discretas.

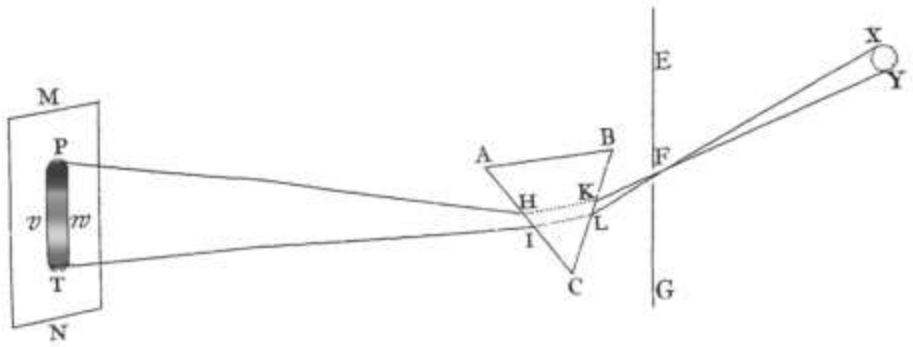


FIGURA 2.9. Dibujo 13 del capítulo I de la *Óptica* de Newton que muestra su primer dispositivo de dispersión de la luz solar (disco XY), que penetra en su cámara oscura a través del agujero F abierto en la pared EG. La mancha de grosor *vw* y longitud TP en la hoja de papel MN que se observa tras el paso de la luz por el prisma ABC tiene forma alargada y es de varios colores. Newton, cuyas figuras no eran más que bocetos, se limita a ofrecer una descripción cualitativa de este espectro al precisar que el extremo T (el menos desviado) es rojo y el extremo P (el más desviado) es violeta.

En todo caso, los trabajos de Newton sobre el color condujeron a

verdaderas revoluciones en la instrumentación óptica. Sus experimentos con el prisma fueron el punto de partida de la espectroscopia, la ciencia que analiza los colores de la luz absorbida y emitida por la materia. Los espectros de Fraunhofer, mencionados en el capítulo anterior, que revelaron la presencia de los elementos existentes en el universo, se registraron en el siglo XIX con aparatos cuyos precursores eran los prismas de Newton.

Tras haber constatado que las lentes de los telescopios producían imágenes con bordes coloreados debido a la dispersión de los colores en el vidrio, lo que se conoce como aberraciones cromáticas, Newton decidió sustituir el objetivo de estos instrumentos por un espejo cóncavo que formaba, por reflexión y no por refracción, la imagen de las estrellas y los planetas en su foco. Puesto que las leyes de la reflexión eran por completo acromáticas (el ángulo de reflexión es igual al de incidencia con independencia de cuál sea el color), obtuvo así imágenes más nítidas.

Los espejos o las lentes cuyas superficies son casquetes esféricos solo focalizan la luz de manera imperfecta, formando la imagen de un punto en un pequeño volumen de dimensión finita. Para eliminar estas aberraciones de esfericidad y obtener un punto focal preciso, Newton entendió que el espejo de su telescopio debía ser parabólico. Esta es una consecuencia más del principio de Fermat. La superficie de revolución generada al rotar una parábola en torno a su eje es, en efecto, el conjunto de puntos en que la suma de las distancias al foco y a un plano normal al eje es constante. Todos los rayos que provienen de una estrella en el infinito en la dirección de este eje convergen exactamente, según el principio de Fermat, en el foco. Newton inventó así el telescopio óptico, que fue sustituyendo al telescopio refractor hasta llegar a ser, dos siglos más tarde, el instrumento de observación utilizado por los grandes observatorios de todo el mundo.

Un siglo después de Galileo y los primeros balbuceos de la astronomía

observacional, la óptica había hecho avances gigantescos. En el plano conceptual, se enfrentaban dos teorías de la luz, defendidas respectivamente por los dos gigantes de la ciencia que eran Newton y Huygens. El primero abogaba por una teoría corpuscular, conocida aún como teoría de la emisión; mientras que el segundo lo hacía por la teoría ondulatoria. La mayor notoriedad del inglés, aupado por el éxito de su teoría de la gravitación universal, hizo que la mayoría de los físicos adoptaran su punto de vista.

Una crítica que se hacía a la teoría ondulatoria, por Newton y por quienes lo sucedieron en el siglo XVIII, era la dificultad que tenía para explicar la propagación en línea recta de la luz. El sonido, que es una onda, puede sortear obstáculos, oírse incluso aunque haya paredes que se interponen entre quien escucha y la fuente del ruido. No ocurre lo mismo con la luz. Los obstáculos parecen definir zonas de sombra muy concretas. Huygens había intentado demostrar con su principio de las ondas secundarias que estas solo se reforzaban mutuamente en la dirección de los rayos, pero su explicación adolecía de falta de precisión, porque no incorporaba la noción de longitud de onda y porque en realidad él no había sido capaz de entender los fenómenos de difracción. De hecho, la luz sí penetra en las regiones de sombra, pero para analizar el fenómeno hay que llevar a cabo delicados experimentos cuantitativos que ni Huygens ni Newton habrían podido realizar. Para ello hubo que esperar a Young y Fresnel, un siglo más tarde.

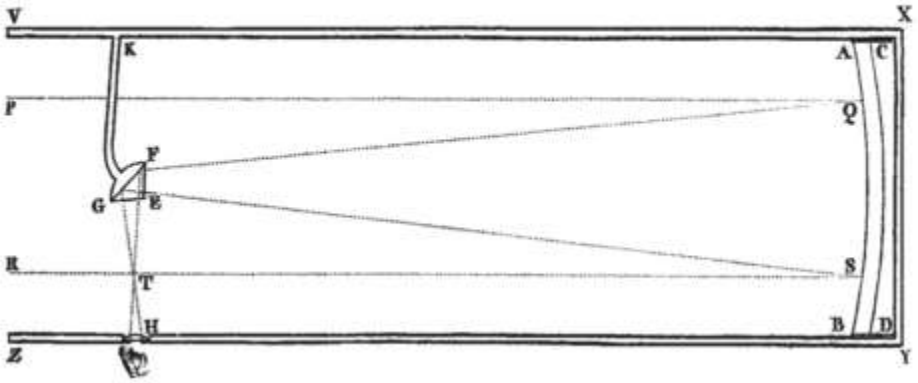


FIGURA 2.10. Dibujo 29 del capítulo I de la *Óptica* que muestra el diagrama del telescopio con espejo parabólico. La luz de un haz paralelo se centra en el foco y se refleja en ángulo recto por un pequeño espejo, *FG*. El ocular está situado en el punto *H*.

Concluyamos este viaje por la historia de la luz en el Gran Siglo recordando un avance astronómico que mejoró la estimación de la velocidad de la luz que había hecho Rømer: la medición de la aberración de las estrellas por Bradley en 1727. La dirección en la que observamos una estrella depende de las direcciones respectivas de la luz que nos llega de ella y de la velocidad de la Tierra en su órbita alrededor del Sol. Para estimar este efecto con un caso sencillo, supongamos que la estrella observada está en el cénit, en una dirección ortogonal a la velocidad orbital de la Tierra. Esta velocidad v es del orden de 30 km/s, aproximadamente una diezmilésima de la velocidad de la luz, c. Así pues, veremos el rayo lumínico procedente de la estrella inclinado respecto a la dirección del cénit en un pequeño ángulo proporcional a la razón v/c, de unos veinte segundos de arco. Esta desviación oscila a lo largo del año según la dirección del movimiento de la Tierra alrededor del Sol, lo que hace que las estrellas parezcan describir una elipse en la bóveda celeste. Esta observación

proporcionó para la velocidad de la luz en el vacío un valor muy próximo al que conocemos hoy.

Este efecto de aberración de la posición de las estrellas guarda semejanza con un fenómeno que todos hemos podido observar. Cuando viajamos en un coche descapotable bajo una lluvia intensa que cae perpendicular al suelo, las gotas nos llegan inclinadas, en un ángulo mayor respecto a la vertical cuanto mayor sea nuestra velocidad. El parabrisas bastará entonces para protegernos, hasta cierto punto, aunque no hayamos tenido tiempo de subir la capota. Durante un tiempo, la observación de Bradley parecía consolidar la hipótesis corpuscular de la luz, en la cual las partículas lumínicas son el equivalente de las gotas de lluvia en la analogía que acabo de exponer. De hecho, se puede demostrar que la aberración de las estrellas es igualmente compatible con una interpretación ondulatoria de la radiación. Hay que destacar que la aberración angular de la luz estelar no es un efecto de paralaje debido al cambio de posición de la Tierra respecto a las estrellas, sino que este depende de la *distancia* de los astros a nosotros, mientras que el efecto de aberración solo depende de la *velocidad* de nuestro planeta y es igual para estrellas próximas o lejanas observadas en la misma dirección. El efecto del paralaje es, como hemos visto, una fracción de segundo de arco como máximo para las estrellas más cercanas y por completo indetectable para aquellas remotas.

Puesto que acabamos de hablar una vez más de la velocidad de la luz, señalaré que, para zanjar el debate entre teoría corpuscular y ondulatoria, parecía imprescindible realizar un experimento. La medida de la velocidad de la luz en un medio material debía ser una prueba crítica, puesto que las dos teorías en liza hacían predicciones opuestas. Dicho experimento no podía consistir en una observación astronómica; tenía que realizarse en el laboratorio. Hubo que esperar ciento cincuenta años para que se llevase a

cabo, pero, como veremos, cuando ocurrió ya habían dirimido entre Huygens y Newton otros experimentos cruciales.

Más allá de la controversia entre ambos, restaban otros misterios por resolver. Si la luz estaba hecha de partículas, ¿cuál era su naturaleza? ¿Cómo transmitían los distintos colores? Si se trataba de una onda, ¿a qué propiedades se debían los colores? Y ¿de qué estaba hecho el misterioso éter en el cual se propagaba, que debía ser infinitamente rígido, para transmitir a tamaña velocidad los choques producidos por las vibraciones lumínicas, y al mismo tiempo estar formado por elementos infinitamente sutiles, puesto que penetraba en todos los medios transparentes? También quedaba por comprender en detalle la birrefringencia de la luz y por aclarar la noción de su polarización.

Al contar esta historia, he mostrado en qué medida distintos ámbitos de la ciencia estaban ligados entre sí, y cómo dependían unos de otros para progresar. Entonces no se hablaba de interdisciplinariedad, pero sí se practicaba con naturalidad. Era una época en que científicos como Galileo, Huygens o Newton podían abarcar un amplio espectro de disciplinas, saberlo prácticamente todo de la ciencia de su tiempo. Es asimismo fascinante ver cómo una observación, un experimento, llevaba a otro, a menudo motivado por el descubrimiento de algo inesperado, y darse cuenta de hasta qué punto la ciencia estaba impulsada por la curiosidad, por hombres que buscaban comprender en mayor profundidad la naturaleza y sus leyes.

Siguiendo la sucesión de experimentos sobre la luz, recordaré en los próximos capítulos cómo se desentrañaron los misterios mencionados más arriba, y cómo eso llevó a plantearse otras preguntas aún más profundas que acabaron por desembocar en la física moderna. Pero antes de reemprender el camino, nos detendremos un momento en el Gran Siglo y la Ilustración

para hablar de una aventura que parece alejada de la que describo en este libro, pero que nos acabará llevando a ella. Quiero hablar de la medición de la Tierra, empresa que, a lo largo de la segunda parte del siglo XVII y de todo el XVIII, ocupó a físicos, astrónomos, matemáticos y exploradores, algunos de los cuales ya habían tenido un papel destacado en la historia de la luz.

LA MEDICIÓN DE LA FORMA DE LA TIERRA

Jean Richer, quien había observado en Cayena el paralaje de Marte, había llevado consigo un reloj de precisión que marcaba los segundos, sin duda para poder sincronizarse con Cassini. El astrónomo francés constató que el instrumento funcionaba más lento en Cayena que en París: se retrasaba en torno a dos minutos y medio al día. Esta diferencia era diez veces mayor que el margen de error del reloj, dotado de los recientes avances tecnológicos que Huygens acababa de aportar. Jean Richer descubrió así, sin duda por casualidad, que la gravedad era más débil en las proximidades del ecuador que en las regiones templadas.

La explicación de este fenómeno llegó también de la mano de Huygens, que en la década de 1670 descubrió el concepto de fuerza centrífuga. Para entenderlo, hay que situarse en el marco de las ideas que Galileo había introducido a principios de siglo. El físico italiano comprendió que ningún experimento mecánico permitiría saber si uno se encontraba inmóvil sobre la Tierra o bien en movimiento con velocidad constante, por ejemplo en un barco que navega sobre un mar en calma. Si dejamos caer una bola en cubierta, esta caerá a nuestros pies bajo el efecto de la gravedad, como si estuviésemos en un sistema de referencia inmóvil. Si lanzamos la bola, esta

seguirá sobre el barco la misma trayectoria parabólica que si la hubiésemos lanzado en el sistema de referencia de la Tierra, considerado inmóvil.

Dejemos que hable Galileo, en su *Diálogo sobre los dos máximos sistemas del mundo*, de 1632:

> Encerraos con algún amigo en el camarote principal de un barco de gran tamaño [que esté inmóvil]. [...] colgad una botella que gotee sobre un recipiente grande situado debajo [...]. [...] las gotas caen en el recipiente y, si lanzáis algo a vuestro amigo, no necesitáis hacerlo con más fuerza en una dirección que en otra, cuando las distancias son iguales, y, si saltáis a dos pies, sortearéis distancias iguales en todas las direcciones. Cuando hayáis observado todo lo anterior con detenimiento [...], haced que la embarcación se mueva a una velocidad cualquiera, siempre que sea uniforme y no oscile en ningún sentido. No veréis el más mínimo cambio en ninguno de los efectos mencionados, e incluso ninguno de ellos os permitirá saber si el barco está en movimiento o inmóvil.

De hecho, la noción de inmovilidad no tiene un sentido absoluto. Dos amigos en tierra firme, u otros dos en el barco de Galileo, tienen el mismo derecho a considerarse «inmóviles»; es una mera cuestión de perspectiva. Para definir la situación de manera más precisa, todos ellos se encuentran en un sistema de referencia inercial, o «galileano», en el que un cuerpo sobre el cual no se ejerce ninguna fuerza mantiene un movimiento de traslación rectilíneo uniforme. Si se acepta que la Tierra es un sistema de referencia inercial, lo mismo ocurre con el barco, siempre que el mar esté en calma y la embarcación no sufra ningún cambio de velocidad respecto a la Tierra. Si, por el contrario, el navío experimenta una aceleración o deceleración, el sistema deja de ser inercial y ello afectará al comportamiento de los objetos que se lancen. Si dejamos caer una bola cuando el barco acelera o frena, esta seguirá un arco de parábola hacia la proa o hacia la popa, como si hubiésemos ejercido sobre ella una fuerza horizontal orientada en el sentido opuesto a la aceleración del sistema de referencia. Nosotros mismos experimentaríamos dicha fuerza al sentirnos

empujados hacia atrás o hacia delante en el momento en que la embarcación cabecee así. Estas fuerzas, que no resultan de la interacción de los objetos estudiados con otros cuerpos, se denominan fuerzas de inercia: explican el movimiento de los objetos en un sistema de referencia no inercial, que sufre un cambio de velocidad, una aceleración respecto a un sistema de referencia galileano.

Pero ¿cuáles son los sistemas de referencia que pueden calificarse realmente de inerciales? Durante toda la historia de la humanidad hasta Copérnico, la respuesta estuvo clara: era «evidente» que la Tierra estaba inmóvil y que todo el universo giraba a su alrededor. Cuando esta certeza desapareció, definir nuestro planeta como un sistema de referencia inercial se volvió un asunto más delicado. «Eppur si muove» («Y sin embargo, se mueve»), como dijo Galileo. La Tierra orbita alrededor del Sol, lo que confiere a todos los sistemas de referencia asociados a ella una pequeña aceleración, pero esta es muy débil y podemos ignorarla (y más aún en la época de la que hablamos). Lo que le interesaba a Huygens, que acababa de estudiar las fuerzas que experimentan los cuerpos en rotación, es que la Tierra gira sobre sí misma, de manera que todo sistema de referencia fijo respecto al suelo, tanto en Cayena como en París, describe un movimiento circular uniforme correspondiente a una aceleración centrípeta, orientada hacia el eje polar de rotación del planeta. Esta aceleración, que Huygens determinó que era proporcional a la distancia al eje de rotación y al cuadrado de la velocidad angular, es nula en el polo y máxima en el ecuador.

Por tanto, en todo sistema de referencia terrestre en rotación, salvo en el polo, los cuerpos están sometidos a una fuerza de inercia centrífuga, que hay que tener en cuenta para calcular sus movimientos respecto a dicho sistema de referencia. Para hacernos una idea intuitiva de este fenómeno,

imaginemos que estamos en un carrusel, donde sentimos cómo la fuerza centrífuga tiende a presionarnos contra la pared exterior de nuestro asiento, con mayor intensidad cuanto más rápido gira la plataforma. Los astronautas que se entrenan en centrifugadoras rápidas experimentan esta fuerza con una magnitud mucho mayor que la de su propio peso.

En el caso de la Tierra, esta rotación es muy lenta, una vuelta cada veinticuatro horas, y nosotros no la sentimos porque es muy pequeña en comparación con la fuerza de la gravedad, que nos atrae hacia el centro del planeta. Sin embargo, el reloj de Huygens que Richer llevó hasta Cayena tenía sensibilidad suficiente para detectar esta fuerza en un experimento que fue el primero en detectar la rotación de la Tierra por medios distintos de la observación astronómica. Richer y Cassini, cuando contaban las oscilaciones de dos péndulos idénticos en Cayena y París, se encontraba en la situación de los dos amigos en la fábula de Galileo. Incluso sin mirar hacia el mundo exterior (el cielo y las estrellas), fueron capaces de determinar, mediante un experimento mecánico, que la Tierra no era un sistema de referencia galileano.

La aceleración centrífuga reduce la debida a la gravedad en torno a un 0,34 por ciento en las inmediaciones del ecuador, pero solo un 0,15 por ciento en la latitud de París. Existía, pues, una diferencia del 0,19 por ciento, lo que explicaba una variación del 0,095 por ciento en la frecuencia del péndulo, proporcional a la raíz cuadrada de la aceleración de la gravedad. Esto daba cuenta de un desfase de unos ochenta segundos por día entre Cayena y París, pero la diferencia observada era de algo menos del doble de esta cantidad.

Entonces ¿la fuerza de inercia centrífuga solo era parte de la explicación? Huygens entendió en 1687 que esta intervenía de otra manera más indirecta en el efecto observado. Según su rotación, la Tierra no debía ser una esfera

perfecta, sino un elipsoide achatado por los polos y algo abultado en el ecuador. La observación del planeta Júpiter, que gira a gran velocidad sobre sí mismo y que posee una forma claramente ovalada, mostró a las claras que cuando la fuerza centrífuga actuaba sobre un planeta pequeño podía deformarlo de esta manera. La existencia de magma fluido en el interior de la Tierra, que ascendía a la superficie en las erupciones volcánicas, justificaba considerar que el planeta estaba compuesto de materia maleable, cuya forma debía depender del equilibrio entre los efectos centrípetos de la gravitación y la aceleración centrífuga de la rotación diaria. Huygens construyó un modelo que mostraba que este equilibrio confería a la Tierra una forma elipsoidal achatada en los polos. En 1690, Newton también aplicó su teoría de la gravitación a este mismo problema y obtuvo un achatamiento de mayor magnitud que el calculado por el neerlandés.

En todo caso, tal deformación sumaba su efecto al de la fuerza centrífuga que actuaba directamente sobre el péndulo. El achatamiento hacía que un punto en el ecuador se encontrase más lejos del centro de la Tierra que otro punto situado a una latitud templada. Por tanto, la fuerza de la gravitación debía reducirse en el ecuador en comparación con su valor en París, lo cual también afectaría al movimiento del péndulo. Esto explicaba bien el desacuerdo entre el desfase observado del péndulo y la menor magnitud del desfase debido únicamente a la inercia rotacional terrestre.

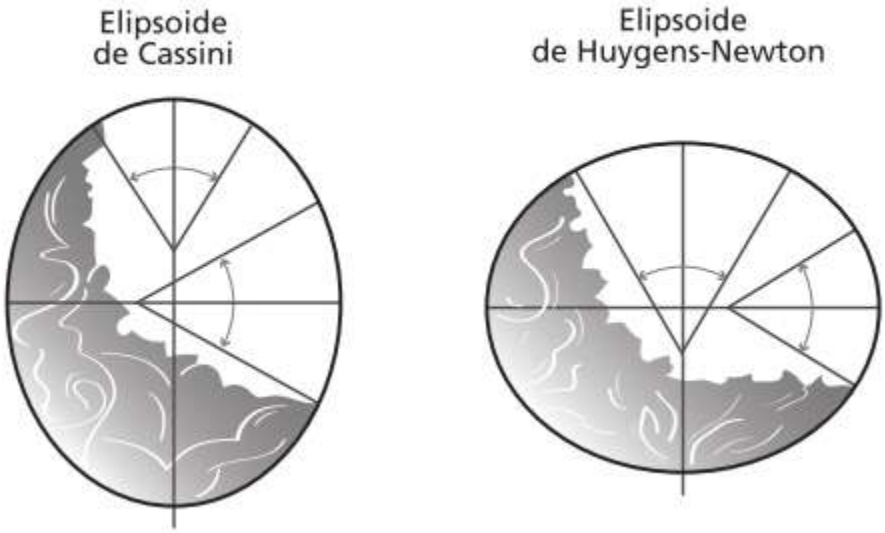


FIGURA 2.11. Los modelos de la forma de la Tierra de Cassini y de Huygens-Newton.

La cuestión de la medición de la Tierra y de la estimación de su forma exacta tuvo gran repercusión científica a principios del siglo XVIII. Saber si el planeta era realmente achatado devino una cuestión controvertida tras la realización de una gran campaña de triangulación con el objetivo de elaborar un mapa preciso de Francia. Luis XIV pidió a sus académicos y a los astrónomos del Observatorio de París que rehiciesen un mapa de sus estados sirviéndose de las tecnologías más avanzadas de la época, y el proyecto se prolongó durante el reinado de Luis XV. Los telescopios de precisión con montura y retículos precisos que habían posibilitado llevar a cabo las observaciones astronómicas ya mencionadas pudieron adaptarse para localizar la ubicación de monumentos o promontorios naturales en la campiña francesa y realizar mediciones angulares ultraprecisas. Esto, a su vez, permitía triangular zonas enteras del país, primero a lo largo del meridiano de París y, a continuación, en otras regiones. Bastaba con medir el lado de uno de los triángulos a base de ir trasladando cuidadosamente una

vara, para obtener todas las demás distancias a partir de las tablas trigonométricas.

Combinando estas mediciones con los datos astronómicos pudo calcularse la extensión de un grado de longitud a lo largo del meridiano de París. Esta empresa, continuada por Jacques Cassini, hijo de Jean-Dominique Cassini (quien midió el paralaje de Marte con Richer), parecía demostrar que un grado de latitud en el norte de Francia era algo más pequeño que un grado en el sur, lo que llevó a pensar que, en lugar de ser achatada como una naranja, la Tierra era oblonga, como un limón, alargado hacia los polos y más estrecho en el ecuador. Esto chocaba con los resultados del experimento de Richer y con los cálculos de Huygens y Newton, pero Cassini ejercía una gran influencia entre los académicos y la cuestión quedó pendiente. En 1735, la Academia Real de Ciencias decidió resolverla mediante una medición incontestable. Cedamos la palabra al académico Maupertuis:

> La Academia se encontraba así dividida. Sus propias luces la habían sumido en la incertidumbre, por lo que el rey quiso que se zanjase esta gran cuestión, que no era una de esas vanas especulaciones de las que la ociosidad o inútil sutilidad de los filósofos se ocupa en ocasiones, sino que tiene influencias reales sobre la astronomía y sobre la navegación. Para determinar correctamente la figura de la Tierra, había que comparar entre sí dos grados del meridiano tan diferentes en latitud como fuera posible. Porque, si estos grados crecen o decrecen del ecuador al polo, una diferencia demasiado pequeña entre grados vecinos podría confundirse con los errores de las observaciones; mientras que, si los grados que se miden están separados por una gran distancia, esta diferencia, repetida tantas veces como grados haya entre ambos, constituirá un total demasiado considerable para que los observadores lo pasen por alto.

Ante esta tesitura, Luis XV decidió aceptar la propuesta que hizo la Academia de enviar dos expediciones, una a las regiones polares y la otra a Quito, cerca de la línea equinoccial, como se denominaba entonces, en lo que era el virreinato español de Perú, para medir un grado de latitud en dos

zonas tan alejadas entre sí como fuera posible. El propio Maupertuis dirigió la expedición a Laponia en 1736; los académicos La Condamine y Bouguer encabezaron la de Perú. Esta última vivió aventuras extraordinarias, que duraron más de diez años. Maupertuis comunicó los resultados de sus mediciones de regreso en París en 1737, cuya precisión era suficiente para demostrar que el grado de latitud en el polo era claramente mayor que el medido en la capital francesa. Consideró que este resultado bastaba para afirmar, sin esperar al regreso de La Condamine, que la Tierra era sin duda un elipsoide achatado, en contradicción con la convicción de Cassini padre e hijo. Se cuenta que, cuando Voltaire tuvo conocimiento de la noticia, felicitó a Maupertuis por haber aplastado la Tierra... y a los Cassini.

Cuando Bouguer volvió a París, en 1744, antes que su compañero, su informe a la Academia confirmó los resultados de Maupertuis. Ahora sabemos, gracias a observaciones hechas por satélites, mucho más precisas que las mediciones del siglo XVIII, que la diferencia entre los radios ecuatorial y polar de la Tierra es de 21,3 kilómetros, con un radio medio de 6.367 kilómetros; esto es, una elipticidad de 1/298. Este valor está más próximo al calculado por Newton (1/230) que al predicho por Huygens (1/578).

Me recordaron esta historia, cuyos detalles yo había olvidado, durante una visita a Ecuador hace unos años, cuando Claudine y yo visitamos una antigua hacienda reconvertida en hotel a los pies del volcán Cotopaxi, a unos setenta kilómetros al sur de Quito. Una placa colocada allí por la Academia Real de Ciencias de París recordaba que La Condamine se había alojado en esa propiedad en 1742. Había pasado por allí durante sus mediciones del meridiano que desciende desde Quito hasta Cuenca, en el sur de Ecuador, y había tenido ocasión de presenciar una erupción del volcán Cotopaxi. Esta hacienda había acogido también, unos sesenta años

después, al gran naturalista Alexander von Humboldt, que en el transcurso de su viaje a América del Sur descubrió la corriente fría que fluye a lo largo de las costas de Chile y de Perú y que ahora lleva su nombre. Claudine y yo tuvimos el privilegio de dormir dos noches en la suite que él ocupó en 1802.

Pero volvamos a La Condamine. Su viaje duró trece años. Regresó de Perú siguiendo el curso del Amazonas hasta llegar a Cayena, en la costa atlántica. Como Bouguer ya había notificado los resultados científicos de la expedición, su comunicado a la Academia, en el que describía las regiones hasta entonces desconocidas que había recorrido, tuvo un carácter más geográfico y etnográfico que físico.

La física y la geografía eran en aquella época dos ciencias estrechamente relacionadas. Uno de los grandes problemas de la navegación era precisar las longitudes en alta mar. La manera natural de proceder pasaba por comparar la hora local, observable a través de la altura del sol o la posición de las estrellas, con la hora en el mismo instante en una longitud de referencia, como, por ejemplo, la de París o la de Greenwich. Un método posible consistía en observar un fenómeno astronómico, como los eclipses del satélite joviano Ío, cuyas recurrencias había tabulado el Observatorio de París en hora local. Esto permitía, en principio, conocer la hora de la capital francesa en cualquier lugar del mundo, siempre que Júpiter fuese visible y que se dispusiese de un buen telescopio estable a bordo de la embarcación. No era un método demasiado práctico.

Para aplicar el otro método había que transportar a bordo un reloj suficientemente preciso para mantener la hora local del puerto de partida durante las semanas o meses que se alargaban los viajes. Huygens había intentado hacer sus relojes pendulares resistentes a los cabeceos de los navíos, que distaban mucho de ser sistemas de referencia galileanos. Los resultaron fueron decepcionantes, lo que llevó al almirantazgo inglés a

celebrar un concurso para recompensar al artesano que fabricara un reloj más compacto y más resistente a las turbulencias que uno pendular. Este debía basarse en las oscilaciones de un resorte de pequeño tamaño, en lugar de en las de un engorroso péndulo, y su imprecisión debía limitarse a unos pocos segundos al mes. Un relojero inglés, John Harrison, ganó el concurso. Los navíos ingleses incorporaron su cronómetro marino desde la segunda mitad del siglo XVIII.

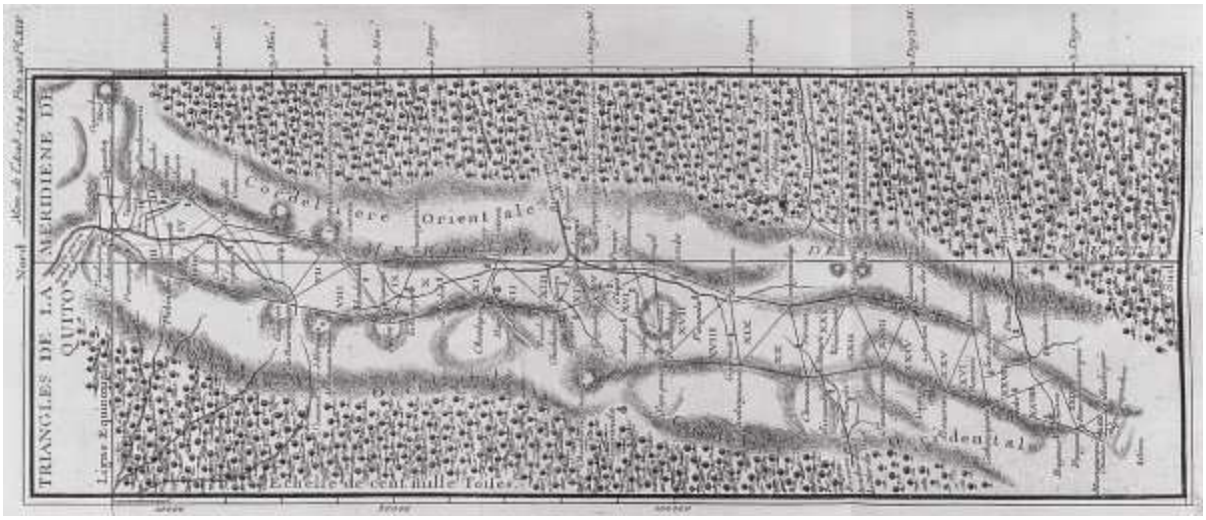


FIGURA 2.12. Mapa del meridiano de Quito en el que se marcan los triángulos medidos por Bouguer y La Condamine durante su expedición al Perú español (*Annales de l'Académie des Sciences*,1744).

La medición precisa de la Tierra siguió ocupando a los científicos hasta la Revolución francesa y tiempo después. El universalismo de la Ilustración hizo de la definición de una unidad de medida aceptable por el mundo entero un objetivo noble y erudito. Al idealismo de los científicos se sumaba el realismo de los comerciantes, que veían las ventajas de sustituir por un único estándar los cientos de unidades dispares pies, pulgadas y toesas— y de distintas longitudes utilizadas en todo el mundo. Hubo un momento en que se pensó que una unidad natural podría ser la longitud del

péndulo de dos segundos de periodo, cuya medida coincidía aproximadamente con el metro actual, pero su variabilidad en función de la latitud aplacó los ardores de los defensores de esta propuesta. Esa unidad habría tenido que ir acompañada de una corrección según la latitud, lo que la haría poco práctica.

Durante la revolución, la Convención Nacional decidió basar el estándar de longitud en la dimensión de la Tierra, que atañe a toda la humanidad, lo que confiere a la unidad elegida el carácter universal deseado. El metro iba a ser la diezmillonésima parte de la distancia entre el polo y el ecuador. Para definir esta medida universal, Delambre y Méchain emprendieron las triangulaciones de las que hablé al principio de este capítulo. Para ello, siguieron los pasos de sus predecesores, los agrimensores del planeta que fueron Cassini, padre e hijo, Maupertuis, La Condamine y Bouguer, y los numerosos colegas que los acompañaron.

He relacionado los inicios de la historia de la luz con los de la medición de la Tierra porque estas dos aventuras comparten numerosos puntos. Figuran en ellas los mismos personajes y se apoyan en los mismos descubrimientos en matemáticas, astronomía, física y geografía. Gracias a los avances que desarrollaron se constituyó la ciencia moderna, afirmando sus principios y valores. Las características esenciales del proceso científico tal y como lo conocemos hoy estaban ya bien establecidas. La complementariedad entre los descubrimientos fundamentales y el desarrollo de la instrumentación es particularmente asombrosa. Esta historia ilustra también la imprevisibilidad de la investigación, que conduce a los científicos por caminos a menudo sorprendentes. Recordemos a Galileo, quien, tras haber fracasado en su intento de medir la velocidad de la luz empleando su ingenuo método, perfeccionó los instrumentos que, sin que él lo imaginase, permitirán efectuar esta medición cincuenta años más tarde.

Pensemos también en Jean Richer, quien, tras partir en su expedición para medir la distancia de la Tierra a Marte, hizo de manera inesperada la observación que reveló la forma de nuestro planeta. La ciencia moderna también está repleta de estas sorpresas.

PASIÓN POR LA PRECISIÓN

La historia de la ciencia en los siglos XVII y XVIII muestra asimismo la importancia de la medición y de la pasión por la precisión. A base de realizar mediciones cada vez más precisas, los científicos de la época revelaron efectos en ocasiones inesperados y con importantes consecuencias. Esta pasión aún anima la ciencia hoy en día. La cuestión del achatamiento de la Tierra me da ocasión de ilustrar, con ayuda de una analogía, adónde puede conducir la búsqueda de mediciones cada vez más precisas. La física de la rotación terrestre es la de un momento angular, como la de los electrones y los núcleos de los que hablé en el capítulo anterior. En este sentido, se puede decir que Huygens, Newton y Maupertuis se interesaron por el espín de nuestro planeta, y demostraron que la existencia de este movimiento de rotación intrínseca conllevaba un efecto de achatamiento que quebraba una simetría fundamental, la cual los antiguos consideraban evidente. Estos creían que la Tierra debía ser una esfera porque esta era la forma perfecta que Dios —o «la naturaleza», en palabras de Fermat— había sin duda elegido para ella. Fue necesario un experimento muy delicado, acompañado de cálculos sutiles, para mostrar que esta simetría solo era aproximada, que la figura de la Tierra se alejaba de la perfección que se le había atribuido.

Una situación análoga se presenta en la física atómica actual. El electrón

posee un espín, una propiedad de rotación intrínseca, asociada a un momento magnético, como ocurre clásicamente con una distribución de cargas que gira sobre sí misma. La física cuántica considera que el electrón es una carga elemental rodeada de una nube de partículas virtuales, fotones, electrones y positrones, que se crean y desaparecen a un ritmo elevado. Ya he mencionado, en la descripción del *desplazamiento de Lamb*, esa imagen del vacío cuántico como una nube hormigueante de partículas de existencia fugaz que fluctúan alrededor del electrón.

En virtud de una simetría fundamental de la teoría actual de la física de partículas, que los físicos denominan modelo estándar, la distribución eléctrica de esta nube no debe destacar en ninguna dirección del espacio. Así, el electrón produce a su alrededor, además de su campo magnético de espín, que posee una determinada orientación, un campo eléctrico de una simetría esférica perfecta. Este decrece en todas las direcciones de manera inversamente proporcional al cuadrado de la distancia, de acuerdo con la ley de Coulomb, la cual es similar a la de la gravitación para una masa distribuida de forma uniforme en una esfera perfecta.

Sin embargo, ciertos indicios, provenientes en particular de la cosmología, permiten suponer que el modelo estándar no es definitivo y que el electrón puede tener una distribución de carga ligeramente no esférica, debida a la presencia en el vacío cuántico de nuevas partículas, que hasta ahora no se han observado. Resumo en pocas palabras los argumentos cosmológicos en favor de la existencia de estas partículas hipotéticas, porque ilustran la unidad fundamental de la física y los vínculos profundos entre astrofísica y física cuántica.

El movimiento de rotación de las galaxias, observado a través de mediciones efectuadas sobre distancias cada vez mayores, no puede explicarse por las leyes de la gravitación que ejerce sobre estos objetos la

materia conocida que puede observarse ópticamente. Para comprender las propiedades de estas rotaciones y la estabilidad de las galaxias, hay que suponer la existencia de una materia oscura, llamada así porque no interacciona con la luz, por lo que es indetectable mediante instrumentos ópticos.

Con la fuerza gravitatoria atractiva que ejerce, esta materia garantizaría la cohesión de las galaxias e impediría que se disgregasen, al oponerse a la gigantesca fuerza centrífuga debida a su rotación. Las estimaciones cosmológicas indican que la masa total de la materia oscura debería ser unas cinco veces superior a la de todos los átomos del universo que constituyen la materia conocida, de la que estamos compuestos nosotros y todos los objetos que nos rodean. La investigación en busca de pruebas de la existencia de esta materia invisible es hoy en día un campo muy activo que abarca los experimentos sobre la distribución de cargas en el electrón.

Podría haber, si tales partículas invisibles poblasen de forma fugaz el vacío cuántico, una ligera asimetría en la distribución de cargas en el electrón, que agregaría a una esfera cargada perfectamente redonda un pequeño momento dipolar eléctrico, que está formado por cargas de signos opuestos algo desplazadas entre sí. Un pequeño excedente de carga eléctrica en la dirección en la que apunta el espín correspondería a un ligero déficit en la dirección opuesta. La distribución de cargas ya no sería exactamente redonda, sino que presentaría una forma un poco asférica.

Este hipotético dipolo eléctrico, alineado con la dirección del espín del electrón, modificaría la distribución del campo eléctrico que la partícula genera a su alrededor. La situación sería un poco similar a la de la Tierra, cuyo achatamiento altera la distribución de su campo gravitatorio. Pero este efecto sería muchísimo más débil. Es difícil asignar un valor preciso al tamaño del electrón, pero podemos imaginarlo cualitativamente como una

pequeña bola de electricidad clásica de 10^{-15} metros de radio, envuelto en una nube esférica de partículas virtuales mil veces mayor. Las mediciones actuales más precisas han verificado que el defecto de esfericidad del electrón, expresado como la diferencia entre sus radios en la dirección de su espín y en la dirección transversal, no supera los 10^{-31} metros. Así pues, esta diferencia entre los radios de la carga electrónica en dos direcciones ortogonales no excedería una fracción del orden de $1/10^{16}$ del radio clásico del electrón (¡una cantidad igual a una diezmilésima de billonésima!), lo cual está muy lejos del factor 1/300 que mide la ruptura de simetría esférica de la Tierra. Si el electrón tuviera las dimensiones de nuestro planeta, la diferencia entre sus radios ecuatorial y polar ¡no superaría el tamaño de una molécula!

Por increíblemente pequeños que parezcan estos órdenes de magnitud, los físicos han podido verificar la esfericidad perfecta del electrón con esta fantástica precisión. Estos experimentos, que buscan rebajar aún más el máximo del momento dipolar eléctrico del electrón, pronto podrían detectar, si es que existe, una asimetría en la distribución de la carga electrónica del orden de 10^{-32} metros o menos. Los aparatos que permiten realizar tales mediciones son mucho más sofisticados que el reloj de Richer y los telescopios de los agrimensores del polo y de los Andes peruanos. Los láseres son esenciales para alcanzar una precisión que era por completo inimaginable antes de que aparecieran estos instrumentos. La rigurosidad de las mediciones actuales ya ha permitido desmentir la existencia de determinadas partículas hipotéticas en la nube que rodea al electrón.

Si la mejora de la precisión a la hora de medir revelase una quiebra de simetría, quizá se habrían descubierto en el vacío cuántico nuevas partículas que podrían ofrecernos indicios sobre la naturaleza de la materia oscura, misterioso componente de gran parte de la masa material del universo. La

principal idea que motiva este tipo de investigación es la misma que condujo a la Academia Real de Ciencias a medir la Tierra en el siglo XVIII. Si podemos responder a una cuestión científica fundamental, hay que intentar hacerlo aunque sea difícil y exija muchos esfuerzos. En este sentido, los científicos de hoy no son diferentes de los de la Ilustración.

CIENCIA FUNDAMENTAL, COMERCIO, POTENCIA Y TECNOLOGÍA

La historia de la ciencia bajo los reinados de Luis XIV y Luis XV ilumina así los lazos que se entretejieron desde muy pronto entre investigación fundamental e investigación aplicada. Las cuestiones a las que los científicos intentaron dar respuesta para satisfacer su curiosidad sobre la velocidad de la luz o sobre su propagación en el aire y en la materia condujeron a descubrimientos que tuvieron aplicaciones prácticas en la navegación o en la medición del tiempo, y contribuyeron así a favorecer el desarrollo mercantil en plena expansión de los imperios coloniales en América y de los enclaves comerciales europeos en Asia. En sentido inverso, los viajes emprendidos con un objetivo mercantil permitieron trazar mapas y medir distancias que hicieron avanzar el conocimiento, por ejemplo, al favorecer la primera determinación de la velocidad de la luz, para la cual fue fundamental saber cuál era la distancia que separaba Cayena de París.

Ya desde esta época quedó claro que la investigación es una actividad costosa. Cuando la Academia envió a Maupertuis y La Condamine a medir la forma de la Tierra, los acompañaron dos equipos que contaban con astrónomos, matemáticos, artesanos responsables de las toesas y demás instrumentos necesarios, así como una numerosa intendencia. Y las

expediciones se prolongaron durante meses, en un caso, y varios años, en el otro. Sin duda, ya entonces se planteó si era legítimo gastar tanto dinero para satisfacer la curiosidad de los académicos, como pone de manifiesto el texto de Maupertuis ya citado. Este se preocupó de escribir que dichas expediciones no tenían como única motivación dar respuesta a las especulaciones de las que «la inútil sutilidad de los filósofos se ocupa en ocasiones», sino que podían ser de la máxima importancia para la astronomía y, sobre todo, para la navegación.

Por aquel entonces ya existía la oposición implícita entre ciencia fundamental «inútil» e investigación aplicada útil para las actividades humanas. Los físicos de hoy, cuando redactan un proyecto para la financiación de sus experimentos más esenciales, no dejan de emplear el mismo tipo de argumento. Supongo que mis colegas que buscan respaldo económico para los estudios sumamente delicados de medición del momento dipolar eléctrico del electrón imitarán a Maupertuis y hablarán de la potencial importancia de su experimento para nuestro conocimiento en cosmología.

La ciencia como medio para asegurar el poder y la gloria de un país también fue un factor importante en el desarrollo de la investigación en los siglos XVII y XVIII. La fundación, casi simultánea, de la Royal Society en Inglaterra (1660) y de la Academia Real de Ciencias en Francia (1666) atestigua la rivalidad entre las dos grandes potencias de la época. La biografía de Huygens, miembro durante años de esta última institución y del Observatorio Real de París que escribió sus obras en francés y las dedicó al Rey Sol, es también muestra del esplendor de la Francia del Gran Siglo. El traslado a París del italiano Giovanni Domenico Cassini, que fundó en esta ciudad una dinastía de científicos y astrónomos, y el del danés

Rømer demuestran igualmente el atractivo que ejercía Francia durante los siglos XVII y XVIII.

Las grandes expediciones científicas fueron sin duda financiadas para mantener el prestigio del rey, quien quería demostrar que disponía de los medios para enviar a sus científicos a través del mundo a fin de dar respuesta a cuestiones profundas. En nuestra época, la construcción de grandes instrumentos —aceleradores de partículas o telescopios gigantes—, cuyo objetivo es también el de responder a preguntas fundamentales, sirve asimismo para reafirmar el esplendor científico y cultural de los estados que los financian.

Las investigaciones sobre la luz y las que trataban sobre la medición del tiempo y del espacio que se entrecruzaron durante el Gran Siglo y la Ilustración continuarían progresando de la mano hasta nuestros días. A la luz visible se sumarían radiaciones invisibles como las ondas de radio, las microondas y los rayos X. Los instrumentos que impulsaron y que hacen uso de estas radiaciones permitirían medir el tiempo y estudiar la Tierra con una precisión que Huygens o Maupertuis no pudieron imaginar. Y además, nos ofrecerían la posibilidad de entender y de hacer muchísimas otras cosas.

3

Fantasías en el laboratorio de Faraday

Hace unos años me invitaron a dar una conferencia en la Royal Institution de Gran Bretaña (RIGB), dentro de su serie de conferencias Friday's Evening Lectures. Esta venerable academia, creada en 1799, tiene su sede en un palacio de Albemarle Street, una elegante calle de la capital inglesa en el barrio de Mayfair, cerca del palacio de Buckingham. Las Friday's Lectures se organizan siguiendo un rito inalterable que me expusieron en detalle antes del acto. Debía presentarme vestido de chaqué en el anfiteatro tapizado de rojo que ha visto desfilar a las luminarias de la ciencia inglesa desde hace más de dos siglos. A las ocho de la tarde entraría por la puerta situada a la izquierda del atril, mientras el presidente de la sesión entraba en silencio por la puerta de la derecha. Sin ninguna dilación, debía comenzar a la hora en punto mi exposición sobre la luz, y acabarla cuando el reloj que desgranaba los minutos frente a mí marcase inexorablemente las nueve. La experiencia fue aún más impresionante porque antes, mientras llegaba el público, había estado encerrado solo en la sala contigua al anfiteatro. Ese aislamiento quería garantizar que, si por ventura me embargaba el miedo escénico, no podría huir antes de la hora fatídica, como había hecho un conferenciante del siglo XIX, obligando a Michael Faraday, director de la institución, a sustituirlo sin previo aviso.

Acepté estas condiciones porque uno no rechaza el honor de hablar sobre la luz en el lugar histórico donde se hicieron y se expusieron tantos

descubrimientos fundamentales en óptica y en electromagnetismo. Thomas Young ofreció allí, entre 1801 y 1803, conferencias sobre las interferencias luminosas; Michael Faraday expuso sus descubrimientos sobre la inducción electromagnética; Maxwell habló en 1861 sobre la visión de los colores; y en 1900, lord Kelvin mencionó las dos famosas nubes que, en el cielo de la ciencia clásica, anunciaban las revoluciones de la física cuántica y de la relatividad. Toda esta historia, que era mucho más impresionante que el extravagante rito al que debía someterme, me impulsó a aceptar el desafío de hablar sobre la luz cuántica en mi inglés, con fuerte acento francés y sembrado de galicismos.

La RIGB es una institución única, una especie de versión inglesa del Collège de France. Como este, ofrece conferencias públicas acerca de los grandes asuntos de la investigación del momento y no expide diplomas. Desempeña, respecto a la Royal Society, un papel análogo al del Collège en relación con la Academia Real de Ciencias francesa. Los miembros de la RIGB son en general *fellows* de la Royal Society, de la misma manera que los profesores del Collège suelen ser académicos. Tanto una como el otro son lugares donde se lleva a cabo, en diversos dominios, investigación en laboratorio, mientras que las dos academias son más bien instituciones donde dicha investigación se presenta en forma de tesis y se recompensa con premios o distinciones. A las comunicaciones de Young a la Royal Society respondieron, en el siglo XIX, las tesis presentadas por Malus y Fresnel ante la Academia de Ciencias. Y los experimentos de Faraday en la RIGB se hicieron eco de los realizados en la misma época por Ampère y Biot en el Collège.

Cuando, después de mi conferencia, visité el laboratorio de Faraday, en el sótano de la RIGB, experimenté con emoción en qué medida la historia impregnaba el lugar. Allí estaban sus aparatos, primeras versiones de los

motores eléctricos, transformadores y dinamos, sencillos ensamblajes de bobinas e imanes que habían llevado a aquel científico autodidacta a introducir el concepto de campo en la física. También pude ver los recipientes de vidrio y los electrodos que le habían permitido establecer las leyes de la electrólisis. En la biblioteca contigua, pude ojear las cartas que intercambiaron Ampère y Faraday, cada uno escribiendo en su lengua. Tras la exquisita educación con la que se expresaban, percibí la intensa competición científica que había entre ambos, y lo diferente de sus respectivas formaciones. La intuición de Faraday paliaba su falta de formación matemática. Él mismo se reconoció incapaz de seguir los cálculos de su colega francés, lo que no le impidió criticar tal o cual aspecto del trabajo de este y reivindicar con firmeza su primicia en el descubrimiento de determinados efectos cuando su homólogo francés se la discutía.

Este contacto con la ciencia del pasado dejó en mí una impresión ambigua de alteridad y familiaridad. Alteridad, porque sentí las dudas e incertidumbres de los científicos que se planteaban preguntas a las que los estudiantes actuales pueden responder fácilmente, lo cual me hizo ver la dificultad, cuando uno sabe cómo prosigue la historia, de ponerse en el lugar de los investigadores de épocas pasadas, de seguir sus razonamientos y de hacerse una representación de sus imágenes mentales. Familiaridad, porque percibí en aquella correspondencia el mismo tipo de relaciones que los investigadores de hoy mantienen con sus colegas de todo el mundo. Pese a todo, más allá del canal de la Mancha y de la rivalidad entre naciones que acababan de salir de largas guerras, estaba la búsqueda común de la verdad científica, lo que no excluía la competición ni la reivindicación de la primicia de los descubrimientos. En definitiva, nada ha cambiado a este respecto en los últimos doscientos años.

Esa velada en la RIGB me dejó también cierto sentimiento de frustración. El museo Faraday, con todos sus tesoros para los iniciados, es un lugar relativamente desconocido y poco frecuentado, a pesar de que allí nacieron los conceptos y dispositivos que transformaron nuestra vida. Para el gran público, las revoluciones científicas siguen siendo desconocidas, y la emoción que un investigador de hoy puede experimentar ante los rastros de este pasado es incomprensible para la mayoría de quienes carecen de formación científica. Fue esa noche cuando brotó en mí el proyecto de escribir algún día la historia de la luz que inicié en el capítulo anterior y continúo aquí. Pensé que, para comprender el alcance de las investigaciones actuales sobre esta y su interacción con la materia, había que situarlas en su contexto e intentar compartir con un público no científico la filiación de las ideas y la solidez del método científico; en pocas palabras, hacerle entender el sentido profundo de la conocida frase, a menudo atribuida a Newton, según la cual todo científico ve el mundo «subido a hombros de los gigantes» que le han precedido.

Retomemos, pues, la historia de la luz donde la dejamos, tras los trabajos rivales de Huygens y Newton. A pesar de su nombre, el Siglo de las Luces apenas aportó unas pocas ideas o experimentos nuevos a nuestro conocimiento sobre la radiación, que no permitieron zanjar las disputas entre las teorías ondulatoria y corpuscular. Los avances decisivos sobre esta cuestión se produjeron en los veinte primeros años del siglo XIX, durante el periodo de las guerras napoleónicas y de la Restauración borbónica en Francia. Sus protagonistas fueron, a una orilla y otra del canal de la Mancha, científicos ingleses y franceses que nunca cesaron, a pesar del conflicto y de la rivalidad entre sus países, de colaborar científicamente.

Los dos principales responsables de estos avances fueron Thomas Young, en Inglaterra, y Augustin Fresnel, en Francia. El primero fue, como sus grandes predecesores de los siglos XVII y XVIII, un erudito universal: al mismo tiempo lingüista, médico y físico. Es conocido por el gran público inglés por haber empezado, antes que Champollion, a descifrar los jeroglíficos llevados desde Egipto por las expediciones militares francesa e inglesa a dicho país. Fue el francés quien daría la clave completa de ese desciframiento al analizar la célebre piedra Rosetta, que se conserva en el Museo Británico, pero antes el inglés adivinó algunos elementos útiles para lograrlo. La polémica sobre la paternidad de ese descubrimiento lingüístico e histórico esencial se prolongó durante mucho tiempo entre Francia e Inglaterra, con discusiones en mayor o menor grado de buena fe. No ocurrió lo mismo con la rivalidad científica entre Young y Fresnel, que jamás se apartó de la objetividad que corresponde a la ciencia.

A partir de 1801, retomando las ideas de Huygens y oponiéndolas a las de Newton, lo cual exigía verdadero coraje en un país donde este último era objeto de veneración, Young desarrolló, en una serie de conferencias en la Royal Society (las *Bakerian Lectures*), una teoría ondulatoria de la luz basada en un conjunto de experimentos que explicaron por primera vez los fenómenos de interferencia luminosa. En la primera de estas conferencias, propuso una teoría de los colores basada en la idea de que la luz estaba compuesta de ondas análogas a las del sonido, lo que retomaba un punto de vista ya defendido por Huygens. Pero Young añadió el concepto fundamental de longitud de onda. La vibración lumínica estaba constituida por una sucesión de picos y valles que se propagaban, como una onda por la superficie de un lago, a la velocidad de la luz. Estas ondas se superponen,

sumándose o anulándose, las unas a las otras. Si sus picos alcanzan un mismo punto en el mismo instante, suman sus efectos, lo que resulta en una iluminación más intensa. Si el pico de una coincide en un punto con el valle de otra, se contrarrestan y dan como resultado la oscuridad.

Young comprendió que el color de la luz está directamente relacionado con su longitud de onda. Los anillos de Newton no tuvieron ya ningún misterio. Si se observa la luz blanca del sol transmitida por una lente plano-esférica que toca un portaobjetos —transparente—, se pueden ver círculos irisados centrados en torno al punto de contacto. Este fenómeno se debe a la interferencia entre las ondas de diversos colores que llegan directamente y las que se reflejan una vez entre el plano del vidrio y el casquete esférico de la lente. Estas ondas se refuerzan cuando la diferencia de sus trayectos, igual al doble de la separación entre los dioptrios plano y esférico, es igual a un número entero de longitudes de onda. Y, por el contrario, se anulan cuando esta diferencia es igual a un múltiplo impar de semilongitudes de onda. El volumen de aire entre las dos superficies de vidrio aumenta con la distancia al punto de contacto, y la interferencia constructiva se produce en círculos concéntricos cuyos radios dependen de la longitud de onda. El vago concepto de los *fits* de Newton se sustituyó por un modelo muy claro. Midiendo el radio de los anillos de distintos colores, o simplemente reutilizando los valores de su compatriota, Young fue capaz de estimar las longitudes de onda correspondientes a los diferentes colores del espectro, comprendidas entre 0,0000266 y 0,0000174 pulgadas, del rojo al violeta.

Estas longitudes de onda son iguales al producto de sus periodos por la velocidad de la luz, que en aquella época se conocía con bastante precisión gracias a las medidas astronómicas de Bradley. Young pudo así medir por primera vez los periodos de las ondas lumínicas. La luz amarilla tenía una frecuencia igual a 561 billones de ondulaciones por segundo, un número

próximo a 2 elevado a 49 (¡2 multiplicado cuarenta y ocho veces por sí mismo!). Era la primera vez que un científico era capaz de estimar con precisión una magnitud tan alejada de aquellas a las que nuestra experiencia cotidiana nos ha habituado. No fue hasta dos siglos más tarde cuando pudimos concebir, gracias a los láseres, aparatos que contasen directamente estas frecuencias gigantescas y crear así relojes ópticos de una precisión fantástica, miles de millones de veces mayor que la de los péndulos de Huygens o incluso los cronómetros de Harrison.

Thomas Young
(1773-1829)

The absolute length and frequency of each vibration is expressed in the table: supposing light to travel in $8\frac{1}{3}$ minutes 500 000 000 000 feet.

Colours.	Length of an Undulation in parts of an Inch, in Air.	Number of Undulations in an Inch.	Number of Undulations in a Second.
Extreme - -	.0000266	37640	468 millions of millions.
Red - -	.0000256	39180	482
Intermediate - -	.0000246	40720	501
Orange - - - -	.0000240	41610	512
Intermediate - - -	.0000235	42510	523
Yellow - - - - -	.0000227	44000	542
Intermediate - - -	.0000219	45600	561 (=2^{48} nearly)
Green - - -	.0000211	47460	584
Intermediate - - -	.0000203	49320	607
Blue - - -	.0000196	51110	629
Intermediate - -	.0000189	52910	652
Indigo - - -	.0000185	54070	665
Intermediate -	.0000181	55240	680
Violet - - -	.0000174	57490	707
Extreme - -	.0000167	59750	735

FIGURA 3.1. Tabla elaborada por Young con las longitudes de onda (en pulgadas) y las frecuencias de la luz para diferentes colores, del rojo (*arriba*) al violeta (*abajo*), pasando por el naranja, el amarillo, el verde, el azul y el añil. Las frecuencias se basan en el valor establecido por Bradley de la velocidad de la luz (quinientos mil millones de pies recorridos por la luz desde el Sol hasta la Tierra en ocho minutos y medio) (*Bakerian Lecture* pronunciada por Young en noviembre de 1801).

Young dio también la primera descripción precisa del fenómeno de la difracción. La sombra que una fuente puntual de luz produce al iluminar un hilo fino presenta franjas oscuras y brillantes alternas paralelas al hilo, tanto en el exterior como en el interior de su sombra geométrica. Young demostró que estas franjas corresponden a la interferencia de las ondas lumínicas que pasan por un lado y por otro del hilo, cuya prueba crucial fue la desaparición de las franjas cuando se bloqueaba con una pantalla de cartón la luz que iluminaba el hilo por un lado. Las franjas de difracción que se observaban con luz blanca presentaban irisaciones que también se explicaban mediante la noción de interferencia, pues las ondas de distintos colores daban lugar a posiciones diferentes de las franjas.

Sus estudios de la difracción llevaron a Young al descubrimiento de las propiedades de dispersión de las rayas trazadas en una superficie reflectante, que explicó como la interferencia de la luz reflejada por los picos y valles microscópicos de estos surcos. Podemos observar estas interferencias de colores cuando una lámpara o el sol iluminan un CD o un DVD. Los dispositivos de hilos metálicos paralelos utilizados por Fraunhofer para dispersar la luz solar funcionaban según el mismo principio de interferencia (véase el capítulo 1). Las rejillas creadas grabando estrías espaciadas de manera regular en superficies de vidrio o de metal se convirtieron desde Young en componentes esenciales para la dispersión de la luz en los espectrómetros, que sustituyeron a los prismas de Newton por las ventajas que presentaban.

El estudio más famoso del físico inglés pasó a la posteridad con el nombre de experimento de las ranuras de Young. No hay duda de que lo realizó en 1801, y su descripción se publicó en 1807. Para llevarlo a cabo proyectó un rayo luminoso sobre una pantalla en la que había perforado dos agujeros cercanos entre sí. Obtuvo así dos fuentes de luz muy próximas,

cuyas ondas interferían al otro lado de la pantalla. Al recoger esta luz sobre un cartón plano, observó franjas de forma hiperbólica que iban alternando entre claras y oscuras; correspondían al conjunto de puntos para los cuales la diferencia entre los trayectos desde uno y otro agujero era, respectivamente, un número par o impar de semilongitudes de onda. Como para las imágenes de difracción mediante un hilo, las franjas observadas con la luz blanca del sol eran irisadas, pues el fenómeno de interferencia se producía para diferencias entre los trayectos en función del color.

Este experimento, que Young comparó con otro que realizó con ondas de vibración producidas sobre la superficie de una masa de agua por dos personas al zambullirse, proporcionó una prueba sorprendente de la naturaleza ondulatoria de la luz. Los defensores de la teoría corpuscular trataron de explicar esta propiedad como el efecto de la interacción de los rayos lumínicos al ser reflejados por una fuerza ejercida por el contorno de los agujeros sobre las partículas de luz. Propusieron una interpretación análoga para la difracción mediante un hilo, según la cual los rayos eran desviados de su trayectoria rectilínea en la sombra geométrica debido a su interacción con la superficie del hilo. Estas explicaciones no se sostendrían durante mucho tiempo tras la precisión que Augustin Fresnel aportaría a lo largo de los años que siguieron a la teoría ondulatoria de Young.

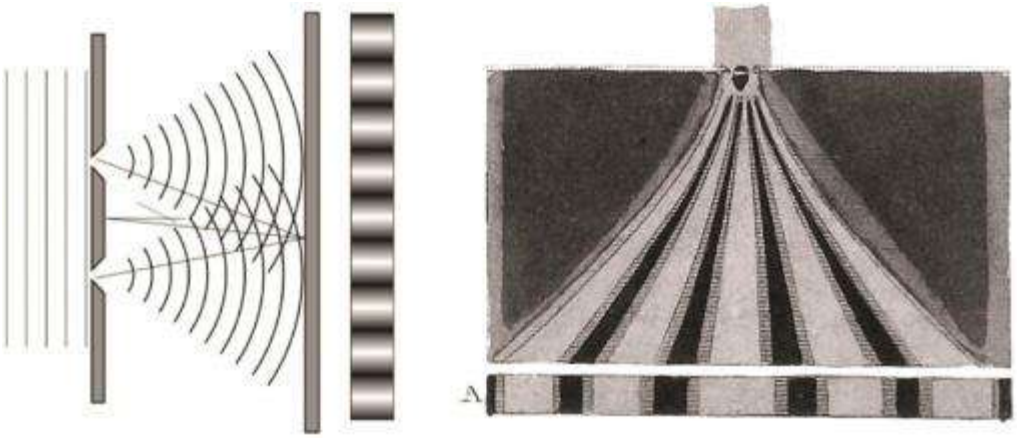


FIGURA 3.2. Las ranuras de Young. (a) Principio del experimento: dos ranuras perforadas en una pantalla opaca iluminada por un haz incidente se comportan como dos fuentes puntuales que irradian ondas que interfieren entre sí y producen franjas en una pantalla (Wikimedia Commons). (b) Dibujo de las interferencias que Young presentó en las *Philosophical Transactions of the Royal Society*, en 1807.

LA LUZ SE POLARIZA

Pero, antes de describir los trabajos de Fresnel, debemos volver brevemente sobre el destello luminoso de las ventanas del palacio del Luxemburgo que reflejaban hacia el apartamento de Malus los rayos de sol al atardecer. Este ingeniero, graduado en una de las primeras promociones de la Escuela Politécnica y veterano de la campaña de Bonaparte en Egipto, tuvo la idea de observar la luz reflejada por las ventanas del palacio a través de un cristal de espato de Islandia. Una de las caras de este mineral era normal a los rayos luminosos. Cuando lo hizo girar en torno a ella, Malus constató que la intensidad lumínica transmitida por el rayo ordinario pasaba por un máximo para cierto ángulo y por un mínimo para una orientación distinta en 90º, mientras que el rayo extraordinario se comportaba de manera opuesta. Para una determinada incidencia de la luz sobre las ventanas, el rayo ordinario podía extinguirse por completo, y esta seguía entonces la trayectoria del rayo extraordinario. Al girar el cristal de espato, el rayo ordinario se transmitía perfectamente y el rayo ordinario desaparecía. Cuando se pasaba del máximo de transmisión a la extinción, la intensidad de la luz variaba según el cuadrado del coseno del ángulo de rotación, una propiedad que desde entonces recibe el nombre de ley de Malus. Recordemos que, en un triángulo rectángulo, el coseno del ángulo formado por la hipotenusa y uno de los catetos es igual a la razón entre dicho cateto

y la hipotenusa. El coseno decrece de 1 a 0 cuando este ángulo pasa de 0 a 90º.

Estos efectos eran análogos a los que Huygens había observado al analizar la luz transmitida por dos cristales de espato tras ser atravesados uno después del otro. Cuando esta es reflejada por una superficie transparente, el vidrio en este caso (aunque con agua se obtienen resultados análogos), presenta, como la transmitida por un cristal de espato, una anisotropía que rompe la simetría de rotación en torno a la dirección del rayo luminoso. Malus llamó polarización a esta propiedad de la luz. Su experimento demostró que esta no era solo una característica adquirida por la luz al atravesar ciertos cristales exóticos, sino una propiedad general de la radiación que se manifestaba en todos los fenómenos de reflexión y de refracción.

Aunque realizó estas observaciones en el momento en que Young, al otro lado del canal de la Mancha, acumulaba las pruebas del carácter ondulatorio de la luz, Malus insistió hasta su muerte, en 1812, en explicar el fenómeno de la polarización en el marco del modelo corpuscular, atribuyéndolo a una anisotropía de las «moléculas lumínicas». Coincidían con él la mayoría de los físicos de la época, en particular Jean-Baptiste Biot, en Francia, y William Wollaston, en Inglaterra, lo cual es muestra de la resistencia que seguía encontrando la teoría ondulatoria.

FRESNEL Y EL TRIUNFO DE LAS ONDAS

Al retomar, en 1815, los experimentos de Young, ampliándolos al análisis de la polarización de la luz, fue Fresnel quien logró que triunfara de veras la teoría ondulatoria. Demostró que era capaz de explicar cuantitativamente y

con precisión todos los experimentos de propagación de la radiación tanto en medios transparentes ordinarios como en medios cristalinos birrefringentes. Sus explicaciones eran más sencillas y más precisas que los modelos, cada vez más complicados, inventados por los defensores de la teoría corpuscular para tratar de defender el punto de vista de Newton. Y, sobre todo, Fresnel estableció con claridad que la luz era una onda transversal que vibraba en un plano perpendicular a su dirección de propagación. La luz polarizada, producida por el fenómeno de la birrefringencia o por reflexión en la superficie de un medio transparente o de un espejo, vibra en una dirección bien definida, mientras que la luz natural o la de una lámpara vibra en una dirección transversal aleatoria que cambia rápidamente con el tiempo.

Hemos de detenernos aquí en la obra de Fresnel, pues marca una etapa crucial en nuestro conocimiento sobre la luz y la óptica. Aunque ignoraba la naturaleza precisa de los trabajos de Young, publicados en una lengua que no hablaba, el francés empezó a rehacer, con varios años de retraso, la mayoría de los experimentos de interferencia y de difracción del físico inglés, siguiendo sus pasos sin saberlo. Realizó sus primeros experimentos en las difíciles condiciones de una época convulsa. Monárquico, tuvo que huir de París durante los Cien Días y se refugió en la casa familiar en Normandía, sin poder llevar consigo sus instrumentos de óptica. Allí experimentó con los medios improvisados de que disponía, lo que ilustra su extraordinario ingenio. Para crear una fuente de luz puntual, aisló un rayo de sol que penetraba en su habitación perforando un pequeño agujero en una contraventana, un método ya empleado por Newton. Como no disponía de una lente de vidrio, usó una gota de miel para enfocar el rayo, creando así una fuente de luz casi puntual que le sirvió para sus experimentos de difracción.

En el transcurso de este exilio forzado y en los años que siguieron a su regreso a París tras la Restauración, Fresnel estableció las leyes cuantitativas de la difracción por obstáculos, generalizando de manera precisa el principio de las ondas secundarias de Huygens. Observó y explicó con mayor rigor matemático los fenómenos de franjas y de interferencias descritos por Young unos años antes. Demostró que un obstáculo de dimensiones muy grandes en relación con la longitud de onda de la luz solía producir una sombra nítida, con una iluminación que disminuía muy rápidamente en el interior de la sombra geométrica. Esto explicaba bien la propagación rectilínea de la radiación, lo cual daba respuesta a la crítica de Newton, que pensaba que la teoría ondulatoria solo podía conducir a la aparición absurda de luz detrás de las pantallas, incluso lejos de los bordes de estos obstáculos.

En las discusiones que siguieron, en 1819, a la presentación ante la Academia Real de Ciencias de París de la tesis de Fresnel sobre la difracción, el académico Siméon Denis Poisson hizo notar que el modelo ondulatorio conducía, en un caso muy particular, a un resultado inconcebible, lo cual respaldaba en su opinión las críticas de Newton. La sombra circular de un disco opaco iluminado por un haz de rayos paralelos debía presentar un punto brillante en el centro, ya que todas las ondas secundarias salidas del plano de onda alrededor del obstáculo debían, por simetría, interferir de manera constructiva en dicho punto. Poisson creía que este resultado era tan manifiestamente ridículo que la teoría de Fresnel debía ser falsa. El experimento lo realizó François Arago ante los académicos, estupefactos al ver cómo aparecía, en efecto, un punto brillante en el centro de la sombra. Así pues, la teoría de Fresnel justificaba en un sentido general la existencia de rayos luminosos rectilíneos, pero explicaba

también fenómenos no intuitivos que la teoría corpuscular era incapaz de prever o de interpretar.

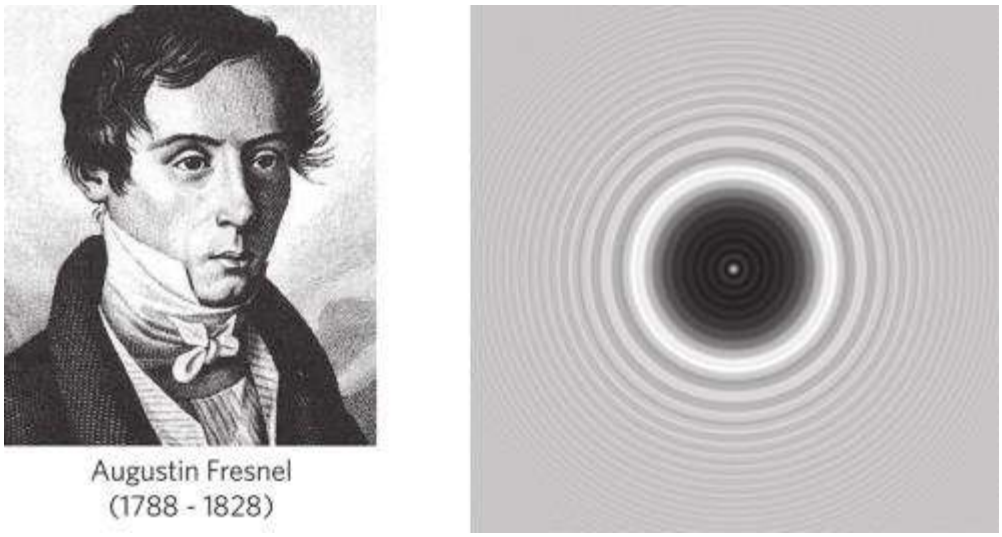


FIGURA 3.3. La mancha de Poisson-Fresnel: un punto brillante aparece en el centro de la sombra de un disco circular opaco (imagen del Institut d'Optique, París).

Para hacer experimentos demostrativos que pusiesen de manifiesto las leyes de la óptica de la manera más sencilla posible, Fresnel a menudo utilizaba luz de un solo color, que obtenía filtrando la luz del sol por un vidrio de color de una vidriera, algo que él llamaba luz homogénea y que ahora conocemos como luz monocromática. En esta situación, las franjas de difracción aparecían con nitidez. Cuando experimentaba con luz blanca, obtenía también todos los efectos cromáticos y de desdibujamiento de las franjas de difracción ya observados por Young.

Fresnel llevó a cabo asimismo una variación del experimento de las ranuras de Young en el que hizo interferir consigo misma la luz de una fuente puntual reflejada por dos espejos que formaban entre sí un ángulo obtuso de casi 180º. Los rayos salidos de las dos imágenes, muy próximas la una de la otra, producían la alternancia de franjas brillantes y oscuras que

Young había observado con sus agujeros. En la versión de Fresnel, la luz no rozaba ningún obstáculo material, por lo que no podía recurrirse a la interpretación según la cual los corpúsculos lumínicos interactuaban con la materia.

VECTORES QUE SE SUMAN Y ONDAS QUE INTERFIEREN

La generalización de la idea de la superposición de las ondas y del fenómeno de la interferencia es un aspecto esencial de la obra de Fresnel. Ya vimos sus primeros indicios en el principio de Huygens y en los trabajos de Young, pero fue el ingeniero francés quien dio a una idea hasta entonces cualitativa una forma precisa, basada en matemáticas rigurosas. Si queremos seguir las ideas de Fresnel, hemos de empezar por introducir la noción de fase de una onda lumínica monocromática. Él precisó este concepto al asociar un ángulo comprendido entre 0 y 2π radianes al estado de vibración de una luz monocromática en un punto y un instante determinados (el radián, unidad natural de medida de los ángulos en matemáticas, se definió en el capítulo 1).

Para tener una idea intuitiva de lo que es la fase, imaginemos que hemos pegado una bolita al extremo de un radio de una rueda de bicicleta que hacemos girar en torno a un eje horizontal. Si miramos la rueda «de perfil», desde arriba en el plano en el que gira, vemos que la bola oscila trazando una sinusoide lineal cuya amplitud es igual al radio de la rueda. Esta oscilación, que es la proyección sobre una línea recta de un movimiento rotatorio, constituye una buena representación de la vibración transversal de una onda lumínica con polarización lineal. En este caso, la bola simboliza en cada instante el extremo de la vibración lumínica.

Si ahora observamos la rueda desde un lateral, vemos cómo la bola gira en el extremo del radio al que está unida, la dirección del cual forma con la horizontal un ángulo que aumenta en 2π radianes con cada vuelta. En todo momento, se puede asociar la proyección de la posición de la bola *vista desde arriba* al ángulo que forma con la dirección horizontal el radio al cual está pegada. Este ángulo es lo que se denomina fase de la oscilación en un instante. La elección del origen de la fase es arbitraria; podemos decidir que vale 0 y π cuando el radio es horizontal, en los momentos en que la bola vista desde arriba cambia de sentido. La fase será entonces igual a π/2 y 3π/2 en los dos instantes en que su velocidad proyectada sobre la dirección horizontal es máxima, en un sentido o en el contrario.

Imaginemos ahora que hemos pegado otra bola a otro radio de la rueda. Vistas desde arriba, ambas describen oscilaciones con las mismas frecuencia y amplitud, pero con fases diferentes, porque los radios a los que están unidas pasan por la horizontal en instantes distintos. Esto nos permite hacernos una buena idea de lo que son dos ondas polarizadas en la misma dirección y de igual amplitud, pero distintas fases. Podemos introducir variaciones en el experimento poniendo tres bolas en tres radios que formen entre ellos un ángulo de 120º, y tendremos así una buena representación de tres ondas de la misma amplitud con un desfase de 2π/3 radianes entre cada dos de ellas. Si en lugar de poner las bolas en los extremos de los radios las colocamos más cerca del eje de la rueda, podemos representar de manera similar ondas de la misma frecuencia, pero de amplitudes diferentes.

Para describir el estado de vibración de una onda en todos los puntos, Fresnel asoció a la misma un vector en un plano abstracto, que desde entonces se conoce como «plano de Fresnel». En la representación adoptada más arriba, este no es otro que el de la rueda a la cual están pegadas las bolas, extremos de las vibraciones lumínicas. El vector de Fresnel tiene una

longitud proporcional a la amplitud de la vibración lumínica en ese punto, y gira en su plano como la aguja de un reloj, completando una vuelta (2π radianes) en un periodo óptico. Cuando la luz se representa de este modo, mediante un vector en un instante dado, se congela, como una instantánea inmoviliza la rotación de la rueda de bicicleta. Los vectores de Fresnel son veloces agujas que giran, como Young fue el primero en descubrir, centenares de billones de veces por segundo. Pueden considerarse como las agujas de los relojes ópticos modernos, que hoy son capaces de contar estas frecuencias. Hace dos siglos, estos vectores ya se utilizaban en los cálculos de Fresnel para seguir virtualmente el transcurso del tiempo a lo largo de los rayos luminosos.

Esta representación vectorial permite obtener una descripción visual de los fenómenos de interferencia. Cuando varias ondas ópticas de las mismas frecuencia y polarización se superponen en un punto, el vector que representa el campo resultante se obtiene sumando los vectores asociados a dichas ondas en el espacio abstracto del plano de Fresnel. Recordemos que, para sumar dos vectores, hay que trasladar el segundo paralelamente respecto de sí mismo hasta hacer coincidir su origen con el extremo del primero. El vector suma es entonces aquel que une el origen del primero con el extremo del segundo. Si dos vectores apuntan en la misma dirección, tienen la misma fase, por lo que las ondas correspondientes alcanzan su amplitud máxima de oscilación en el mismo instante y suman sus efectos, resultando en una mayor iluminación. En el caso del experimento de las ranuras de Young o de los espejos de Fresnel, la amplitud combinada irradiada por las dos fuentes de luz es, en estos puntos, el doble de la de una sola de ellas; y la intensidad observada, proporcional al cuadrado de dicha amplitud, se cuadruplica. El punto correspondiente se encuentra entonces en una franja clara.

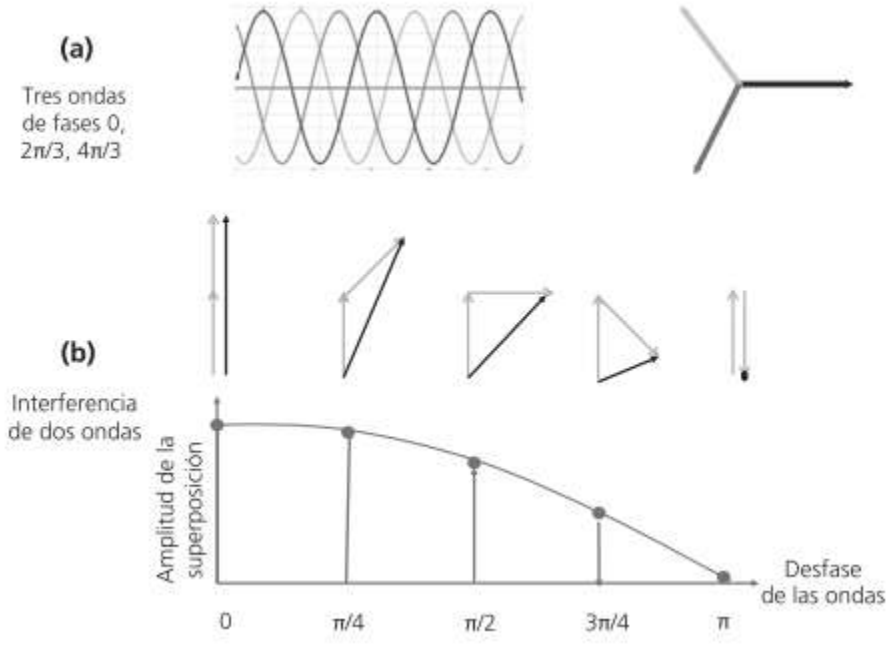


FIGURA 3.4. Representación de Fresnel de una onda monocromática. (a) Evolución en el tiempo (representado horizontalmente) de tres ondas de la misma amplitud, desfasadas entre sí 120º (2π/3 radianes). Sus vectores de Fresnel, de la misma longitud, apuntan hacia los vértices de un triángulo equilátero en el plano de Fresnel. La suma de estos tres vectores es nula.(b) Interferencia de dos ondas cuya diferencia de fase varía entre 0 y π radianes: la amplitud del campo resultante (flechas gris oscuro) disminuye desde un máximo igual al doble de la amplitud de cada onda hasta 0 cuando los dos vectores de Fresnel tienen sentidos opuestos. La intensidad luminosa pasa, en consecuencia, de una franja clara a una oscura.

Si, por el contrario, los vectores de Fresnel asociados a dos ondas que interfieren apuntan en direcciones opuestas, se dice que están en oposición de fase y su suma se anula, por lo que el punto correspondiente se encuentra en una franja oscura, no iluminada. Entre estos dos extremos, el vector de Fresnel de las dos ondas superpuestas se representa geométricamente con la diagonal del rombo definido por los dos vectores como lados adyacentes. La longitud de esta diagonal varía en todo momento, a medida que cambia la diferencia de trayecto entre las dos ondas, siguiendo una ley sinusoidal,

desde el momento en que su longitud es el doble de la de los lados del rombo (franja brillante) hasta aquella en que es nula (franja oscura).

Estos efectos de superposición y de interferencia se extrapolan a la combinación de un número cualquiera de ondas de las mismas frecuencia y polarización. Por ejemplo, la interferencia de tres ondas de igual amplitud cuyos vectores de Fresnel apuntan en direcciones que difieren entre sí 120º da como resultado un campo nulo. La composición de los vectores de Fresnel forma, en este caso, un triángulo equilátero en el que el extremo del tercero coincide con el origen del primero. En general, la suma de vectores de la misma amplitud cuyas fases se reparten a intervalos regulares entre 0 y 2π radianes forma un polígono cerrado, por lo que la superposición de las ondas correspondientes se anula por interferencia destructiva.

La representación del vector de Fresnel permite obtener de manera sencilla y general el principio de Fermat. Calculemos la amplitud en el punto B del campo de luz emitido por una fuente monocromática situada en el punto A. Según el principio de Huygens-Fresnel, podemos imaginar un gran número de superficies sucesivas de formas arbitrarias que abarcan A y excluyen B, y describir el campo B como la superposición de los campos emitidos por las fuentes virtuales repartidas sobre la última de estas superficies. A su vez, el campo en un punto cualquiera de esta superficie puede verse como la superposición de los campos emitidos por las fuentes repartidas sobre la penúltima superficie, y así sucesivamente. El campo en el punto B resultará entonces de la suma de una infinidad de vectores de Fresnel asociados a todos los caminos que atraviesan en zigzag todas las superficies de A a B, a lo largo de los cuales las fuentes virtuales ubicadas sobre las distintas superficies habrán acumulado sus fases sucesivas.

La dirección de cada vector en la trayectoria que desemboca en B indicará, como la aguja de un reloj, el tiempo que la luz ha tardado en llegar

desde A a lo largo de ese camino. En última instancia, las ondas correspondientes solo se superpondrán por interferencia constructiva para los caminos cuyos respectivos tiempos de recorrido sean iguales, salvo por diferencias de una pequeña fracción de periodo. Todas las trayectorias que se alejen de este tiempo estacionario interfieren de manera globalmente destructiva, porque sus vectores de Fresnel se despliegan en abanico sobre el plano de las fases y no contribuyen a la amplitud lumínica observada en B. Por tanto, se pueden suprimir, por ejemplo, interponiendo entre A y B diafragmas que los eliminen por completo, sin que eso altere el estado observado de la radiación en el punto B. Llegamos así a la noción de rayos luminosos que siguen las trayectorias de tiempo estacionario.

UNA VIBRACIÓN QUE GIRA: LA POLARIZACIÓN CIRCULAR

Los razonamientos anteriores solo se aplican a ondas que oscilan en la *misma dirección* en el espacio real (que no hay que confundir con el espacio abstracto de las fases). Fresnel lo constató al realizar experimentos con luz polarizada, con los que puso de manifiesto que las ondas que vibraban en direcciones espaciales diferentes no podían dar franjas oscuras. En particular, demostró que los rayos ordinario y extraordinario producidos por la transmisión a través de un cristal de espato nunca interferían de manera destructiva.

Esta es otra consecuencia del principio de superposición, visto en el espacio real y no en el plano de Fresnel. Dos vibraciones sinusoidales que oscilan a lo largo de direcciones diferentes del espacio nunca pueden anularse. Para convencerse de ello, basta con considerar la combinación de oscilaciones que tengan lugar a lo largo de dos direcciones ortogonales, por

ejemplo, los ejes Ox y Oy de un sistema de referencia ortonormal. Si están en fase y poseen la misma amplitud, la oscilación resultante será una vibración en la dirección de la bisectriz, a 45º, del ángulo que forman los ejes Ox y Oy. Si están en oposición de fase, la vibración resultante tendrá la dirección de la otra bisectriz de los dos ejes, a 135º, pero no será de amplitud nula.

Para establecer las reglas de superposición de campos lumínicos polarizados, Fresnel consideró la luz como una vibración transversal de un hipotético éter con propiedades elásticas. La composición de amplitudes de vibración con direcciones distintas puede entenderse cualitativamente a través de una analogía mecánica. Consideremos el movimiento de un péndulo, que está compuesto por una pequeña masa colgada del extremo de un hilo. Apartémosla de su punto de equilibrio en una dirección determinada y soltémosla sin darle ninguna velocidad inicial. Empezará a oscilar a lo largo de un segmento de línea recta, plasmando una situación análoga a la de una polarización lineal. Así, podemos hacer oscilar el péndulo en la dirección Ox, o bien en la dirección ortogonal Oy. Si lanzamos la masa de la misma manera, pero haciendo que parta de un punto de coordenadas iniciales no nulas a lo largo de Ox y de Oy, obtendremos una oscilación, también lineal, en una dirección que formará un ángulo ajustable con Ox. Combinando los movimientos de los dos osciladores con la misma fase, polarizados en dos direcciones distintas, se obtiene, pues, una nueva polarización lineal.

Supongamos ahora que apartamos la masa de su posición de equilibrio y que le damos, al mismo tiempo, un impulso inicial transversal. Intuitivamente, prevemos que se pondrá a oscilar describiendo un movimiento elíptico, que será circular si la amplitud del impulso inicial es la adecuada. Desplazar la masa en la dirección Ox y darle un impulso en la

dirección Oy equivale a combinar dos movimientos oscilatorios de direcciones ortogonales y fases diferentes. Esto permite entender que, si se superponen dos vibraciones con polarización lineal en direcciones perpendiculares y se adelanta o se retrasa la fase de uno de los componentes, se creará una onda de polarización elíptica cuyo vector girará a la frecuencia de la onda en el plano perpendicular al rayo de luz. Si el adelanto de fase de una de las componentes de la vibración sobre la otra es de 90º y sus amplitudes son iguales, la polarización resultante será, en cierto sentido, circular. Si el desfase cambia de signo, pasando de +90º a –90º, se obtendrá una polarización circular que gire en sentido inverso. Para otros valores del desfase, esta propiedad de la luz será elíptica.

Para obtener luz con polarización circular o elíptica, Fresnel hizo pasar un rayo polarizado a través de un fino portaobjetos birrefringente que tenía la propiedad de propagar dos polarizaciones ortogonales de la luz con velocidades distintas, sin separación espacial. Cuando iluminaba esta lámina con una luz polarizada a 45º de las direcciones correspondientes a las propagaciones lenta y rápida, obtenía una onda cuyas componentes de vibración según esos dos ejes poseían la misma amplitud, pero también un retraso de fase ajustable en función del grosor del portaobjetos.

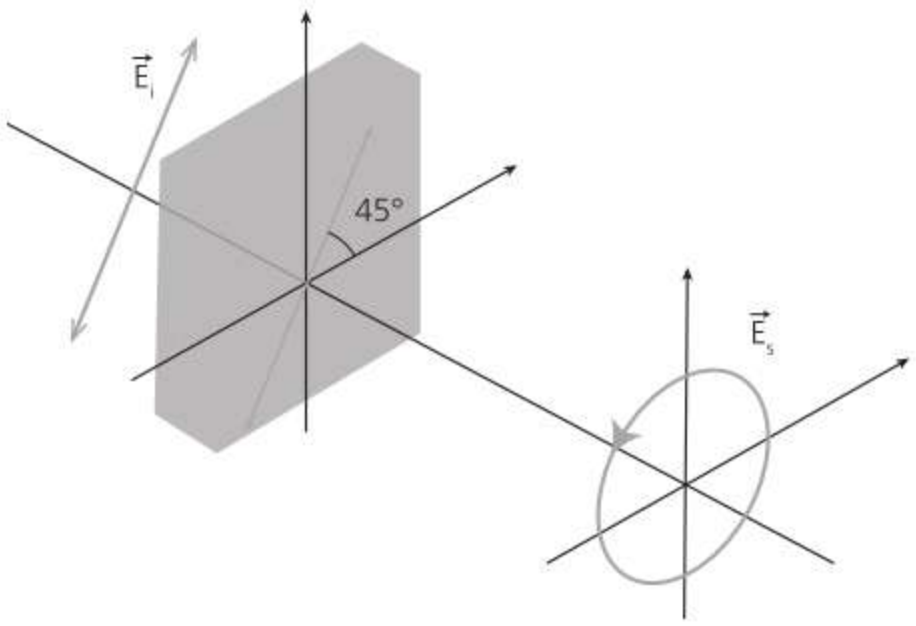


FIGURA 3.5. Una lámina de cuarto de onda crea un desfase de π/2 radianes entre las ondas con polarización lineal a lo largo de sus ejes rápido (*horizontal*) y lento (*vertical*). Una onda incidente con polarización lineal a lo largo de la bisectriz de estos dos ejes sale de la lámina con polarización circular.

Para el grosor denominado «cuarto de onda», las dos componentes tenían un desfase de 90º, lo que resultaba en una onda transmitida con polarización circular. Con el fin de estudiar esta nueva observación, Fresnel hizo que la onda atravesara una segunda lámina, con los ejes orientados para que reconstituyera una polarización lineal que podía, a continuación, analizarse usando un cristal de espato. Las ondas lumínicas con polarización circular descubiertas por Fresnel transportan momento angular a lo largo de su dirección de propagación, que pueden transmitir a la materia cuando esta las absorbe. Desempeñaron, como vimos en el capítulo 1, un papel esencial en los experimentos de bombeo óptico de los comienzos de mi carrera científica.

Para completar su análisis de las interferencias de luz polarizada, Fresnel

tuvo que explicar por qué este fenómeno era observable con luz natural *no polarizada*, que, según su propia descripción, tenía una polarización transversal aleatoria que variaba rápidamente con el tiempo. La idea esencial es que las ondas que interfieren provienen de una sola fuente cuya luz se ha separado en dos componentes, recombinadas con posterioridad en el plano de detección. La polarización de la luz cambia de la misma manera para las dos ondas, y las interferencias resultan de la combinación de los vectores de Fresnel asociados a vibraciones lumínicas con la misma dirección. Esta varía rápidamente con el tiempo, pero las ondas que interfieren siguen juntas estos cambios y pueden, por tanto, interferir de manera constructiva o destructiva, según sea su diferencia de trayecto.

Esto es así siempre que esta diferencia no sea demasiado grande. Cuando esto ocurre, es porque las ondas que se superponen han sido emitidas por la fuente en instantes distantes entre sí, para los cuales la dirección de las vibraciones detectadas en cada una y sus fases ya no son las mismas. Esta pérdida de coherencia de las vibraciones de las dos ondas se traduce en una atenuación del contraste de las franjas cuando nos alejamos de la franja central. Esto, a su vez, se debe también al hecho de que la luz, incluso filtrada por un vidrio de color, no es perfectamente monocromática. Las franjas asociadas a componentes con longitudes de onda próximas acaban emborronándose cuando aumenta su diferencia de trayecto. La noción de coherencia espacial y temporal de las ondas, muy importante en la óptica moderna, ya se estaba gestando en la obra de Fresnel.

Estas analogías mecánicas, complementadas con hipótesis sencillas sobre las restricciones de continuidad que debían satisfacer las vibraciones lumínicas al atravesar las superficies que separaban dos medios transparentes, permitieron a Fresnel establecer las fórmulas para obtener la proporción de luz reflejada y refractada por un dioptrio, en función de los

ángulos que los rayos forman con la normal a la superficie. Estas ecuaciones, que se conocen como las *leyes de Fresnel*, daban cuenta de la propiedad polarizante de la reflexión del vidrio descubierta por Malus. En efecto, demostraban que, al iluminar la interfaz entre dos medios con una polarización perpendicular al plano de incidencia, la luz se reflejaba en mayor medida que la polarizada en dicho plano. La reflexión favorece así la componente de polarización paralela a la superficie de una luz natural, cuya polarización cambia rápidamente con el tiempo.

Para un determinado ángulo de incidencia, que depende del índice de refracción del medio, la reflexión transforma una luz natural no polarizada en una radiación reflejada con polarización paralela a la superficie del dioptrio. Para este ángulo de incidencia particular, denominado ángulo de Brewster por el físico inglés que lo identificó por primera vez, la luz reflejada por el dioptrio está polarizada perpendicularmente al plano de incidencia, mientras que la luz transmitida vibra en dicho plano. Los rayos reflejados y transmitidos forman, por tanto, un ángulo recto.

Fresnel se interesó también por el fenómeno de la reflexión total, ya observado por Descartes y Newton: cuando un rayo se propaga a través de un medio refringente y se topa con el dioptrio que lo separa del aire, experimenta una reflexión total si el seno de su ángulo de incidencia es mayor que 1/*n*, el inverso del índice de refracción del medio. En ese caso, ningún rayo atraviesa el dioptrio. Así, cuando un buceador alza la vista hacia la superficie la verá como un espejo perfectamente reflectante si la mira desde una dirección oblicua, mientras que podrá ver lo que ocurre en el aire justo encima de su cabeza. La teoría ondulatoria de Fresnel muestra que, en realidad, una pequeña parte de la luz incidente, incluso cuando esta experimenta una reflexión total, penetra en el aire, donde forma lo que se conoce como onda evanescente, que aparece en la superficie del dioptrio de

separación como una fina capa luminosa cuyo espesor es del orden de una longitud de onda.

LA LUZ ILUMINADA POR LAS MATEMÁTICAS

Al representar una onda lumínica monocromática polarizada como un vector en un plano abstracto, el francés introdujo de hecho los números complejos en la física. Los vectores del plano de Fresnel, que no es otra cosa que lo que los matemáticos llaman el plano complejo, están asociados a una representación geométrica de dichos números. Mientras que un número ordinario corresponde a un punto en un eje llamado *real*, un número complejo, la suma de las partes real e imaginaria, corresponde al extremo de un vector en el plano complejo, referido al eje real y a un eje *imaginario* ortogonal. Es decir, las proyecciones de este vector sobre tales ejes son iguales, respectivamente, a las partes real e imaginaria del número complejo en cuestión. Las reglas de combinación y de superposición de los vectores de Fresnel que rigen los fenómenos de interferencia se limitan a traducir las propiedades algebraicas de adición de los números complejos que representan.

Una luz que se compone de vibraciones de *diferentes* frecuencias puede analizarse como una suma de ondas monocromáticas que cumplen el principio de superposición. Joseph Fourier, un físico y matemático contemporáneo de Fresnel, desarrolló en la década de 1820 las herramientas matemáticas —la serie y la integral de Fourier— que permitían describir una magnitud subordinada al tiempo como una superposición de componentes asociadas a amplitudes representadas por vectores que giraban

a distintas frecuencias en el plano complejo. El análisis de Fourier encontró una aplicación inmediata en la descripción de las ondas lumínicas.

Supongamos, para comenzar por un ejemplo sencillo, que la luz polarizada emitida por una fuente sea una superposición de ondas monocromáticas de la misma amplitud y cuyas frecuencias son múltiplos de una frecuencia fundamental *f*, de manera que formen un peine de *N* frecuencias equidistantes. Supongamos también que todas estas ondas estén en fase en un instante inicial. A partir de ese momento, los vectores de Fresnel asociados a ellas empiezan a girar en el plano de fases. En el instante 1/*Nf*, el vector de Fresnel de la onda más rápida habrá completado una vuelta más que el de la onda más lenta. Se producirá entonces la interferencia destructiva de todas aquellas cuyos vectores de Fresnel forman un abanico de 2π radianes en el plano de fases, y la intensidad lumínica resultante será nula.

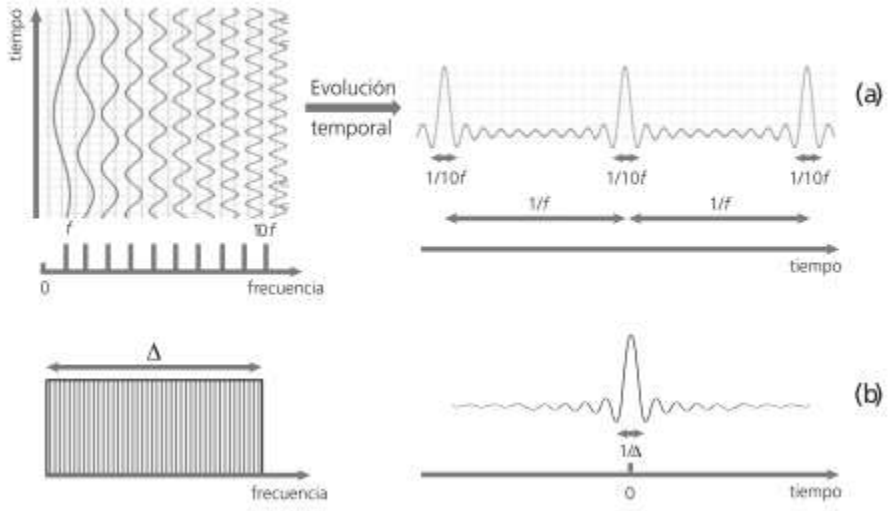


FIGURA 3.6. Ejemplos de serie y de integral de Fourier. (a) Suma de *N* ondas de la misma amplitud de frecuencias *Nf* (*N* = 1 a 10), en fase en el instante *t* = 0. El espectro discreto de esta suma es un peine de frecuencias equidistantes. Su evolución temporal está descrita por una sucesión periódica de

pulsos de duración 1/10*f* y de periodo 1/*f*. (b) Mientras *f* tiende a 0 y $Nf = \Delta$ se mantiene constante, el espectro de la onda suma se vuelve casi continuo. Su evolución temporal está descrita por una integral de Fourier, que adopta la forma de un pulso lumínico único de duración $1/\Delta$. En general, una superposición de ondas monocromáticas en fase en un determinado instante se puede describir de manera complementaria por su espectro en frecuencias (*a la izquierda*) o por su evolución temporal (*a la derecha*). Se denominan *transformaciones de Fourier* las operaciones matemáticas que permiten pasar de una descripción a otra. Como lo muestra este ejemplo en concreto, estas exigen que el producto de las magnitudes de las distribuciones espectral y temporal sea del orden de la unidad. Este resultado matemático adquiere una importancia particular en la física cuántica.

Pero los diversos componentes de la luz, desfasados unos respecto a otros, siguen girando. Al cabo de un tiempo $1/f$, todos ellos habrán completado un número entero —aunque diferente— de vueltas y volverán a estar en fase. La onda suma reaparecerá. El peine de frecuencias ópticas se compone así de una sucesión de pulsos lumínicos, de duraciones del orden de $1/Nf$, que se repiten regularmente a intervalos temporales múltiplos de $1/f$; esto constituye una serie de Fourier, que son periódicas. En la época de Fresnel y Fourier, ondas como estas, que se desfasaban y volvían a entrar en fase a intervalos regulares, no eran más que construcciones matemáticas teóricas. En la actualidad podemos generarlas experimentalmente usando láseres, y desempeñan un papel esencial en los relojes ópticos de gran precisión que ya he mencionado.

Hagamos ahora que el intervalo *f* de frecuencias tienda a 0 al aumentar el número de componentes *N*, de tal manera que el producto *Nf* se mantenga constante e igual a un ancho espectral finito Δ. La serie de Fourier se convierte entonces en una suma continua, que se conoce como «integral de Fourier». Como el intervalo de frecuencias entre las componentes tiende a cero, el periodo temporal de la onda suma, $1/f$, se hace infinitamente largo y el campo de luz pasa a estar constituido por un solo pulso de duración $1/\Delta$.

De este modo, la integral de Fourier describe cómo un pulso lumínico aislado se analiza como una suma de ondas monocromáticas dispersas en

frecuencia a lo largo de un espectro cuyo ancho es inversamente proporcional a su duración. Las funciones que representan la distribución espectral del pulso y su perfil temporal se dice que son «transformadas» de Fourier la una de la otra. El hecho de que estas funciones tengan anchos inversamente proporcionales en frecuencia y en tiempo es una propiedad fundamental de la superposición de ondas. La representación del plano de fases introducida por Fresnel permite dar una explicación sencilla de ello, que extrapola a las interferencias en el tiempo la que él mismo había dado para las interferencias en el espacio. En la física cuántica volveremos a encontrarnos con esta propiedad matemática fundamental de reciprocidad de los anchos de las transformadas de Fourier cuando hablemos de las relaciones de indeterminación de Heisenberg. Adoptará entonces un significado físico nuevo y sorprendente.

De acuerdo con el análisis de Fourier, una onda lumínica perfectamente monocromática, y por tanto de ancho espectral nulo, debe tener una duración infinita. O, dicho de otro modo, debe ser una luz de intensidad constante durante un tiempo infinito. Si, tras surgir, la onda se atenúa en un intervalo de tiempo finito, adquiere de inmediato un ancho espectral inversamente proporcional a su duración. Cuando se interrumpe una onda monocromática continua por medio de un obturador de duración de apertura T, se obtiene un pulso de ancho espectral del orden de $1/T$. Una manera de intentar comprobarlo es mediante un experimento de espectroscopia en el que se dispersa la luz del pulso en un espectrógrafo. En la época de Fresnel, los tiempos de obturación más cortos eran del orden de un microsegundo, lo que corresponde a un ancho espectral del orden de 1 MHz, muy pequeño para la capacidad de resolución de los espectrógrafos de prisma o de rejilla de aquel entonces. Hoy en día, gracias a los láseres sabemos cómo generar pulsos lumínicos muy cortos, del orden de un picosegundo (10^{-12}

segundos), un femtosegundo (10^{-15} segundos) o incluso menos, y su dispersión espectral, que alcanza varios centenares de miles de millones de hercios, puede medirse con facilidad y confirma las predicciones del análisis de Fourier.

Las propiedades de la transformación de Fourier permiten establecer una condición esencial que debe cumplir una medición de la frecuencia para alcanzar una determinada precisión. Si se quiere discernir entre dos frecuencias próximas en un espectro, f_1 y f_2, el experimento debe durar al menos un tiempo $1/(f_1 - f_2)$, tanto más largo cuanto menor sea la diferencia entre ambas. Se llega de este modo a un principio que se asemeja a un precepto moral: cuanto mayor es la precisión que se quiere obtener, más tiempo (y cuidado) será necesario consagrar a la medición.

Conviene precisar que un espectro disperso solo corresponde a un pulso lumínico breve si las ondas que lo constituyen están en fase las unas con las otras en un instante dado y posteriormente continúan todas oscilando con su frecuencia propia, sin perturbaciones de fase con el transcurso del tiempo. No es este el caso de la luz natural, la del sol, o las lámparas de que disponía Fresnel, en las cuales las distintas componentes de frecuencia experimentan variaciones rápidas y aleatorias tanto de amplitud como de fase. Para tales fuentes, la dispersión en frecuencia no implica una dispersión recíproca en el tiempo. Esto permite entender por qué la luz del sol, que cubre un amplio espectro, produce en un punto una iluminación continuada y no un breve destello de luz.

En el tiempo transcurrido desde entonces, la física nos ha enseñado que la luz natural se compone en realidad de una superposición en el espacio y el tiempo de breves pulsos lumínicos que son emitidos de manera independiente por los átomos que forman la fuente de luz. De acuerdo con

las leyes de Fourier, cada uno de estos átomos emite un tren de ondas cuya duración está limitada por el inverso de su tiempo de emisión.

A VUELTAS CON LA VELOCIDAD DE LA LUZ

Así pues, desde la década de 1820, la teoría ondulatoria de la luz había hecho avances decisivos que permitieron describir con gran precisión el conjunto de los fenómenos ópticos observables, en el marco de un formalismo matemático que daba cuenta de manera sencilla y general del principio de superposición de las ondas. Cada vez resultaba más difícil defender la teoría corpuscular, que debía multiplicar las hipótesis *ad hoc* y preveía fenómenos contrarios a la observación para determinados efectos de propagación de la luz a través de medios cristalinos anisótropos.

Pero aún había que hacer una prueba definitiva, medir la velocidad de la luz en un medio material, que la teoría corpuscular predecía que sería mayor que en el vacío, mientras que la teoría ondulatoria auguraba lo contrario. Esta prueba, propuesta por Arago en 1838, la realizaron de manera independiente dos jóvenes físicos franceses, Hippolyte Fizeau y Léon Foucault. Sus experimentos fueron las primeras mediciones en la Tierra de la velocidad de la luz, que hasta entonces solo se había obtenido mediante observaciones astronómicas.

En un primer experimento, llevado a cabo en 1849, Fizeau midió la velocidad de la luz en el aire, retomando la idea original de Galileo; como vimos, esta consistía en interrumpir rápidamente un haz luminoso que recorría un largo trayecto de ida y vuelta y medir el tiempo que la señal tardaba en volver a la fuente de luz. Fizeau hizo su experimento no entre dos colinas toscanas, sino entre su casa en Suresnes y el apartamento de sus

padres en Montmartre, a 8,6 kilómetros de allí. Mejoró el método de Galileo al sustituir al ayudante humano que reenviaba la luz tras un inevitable tiempo de latencia por un espejo, que la reflejaba al instante.

Fizeau utilizó dos dispositivos ópticos, análogos a los telescopios refractores, uno en Suresnes y el otro en Montmartre, para que los rayos de luz recorriesen los 17,2 kilómetros del trayecto de ida y vuelta sin divergir en exceso. En lugar de destapar y tapar la luz con la mano, utilizó una rueda dentada que giraba a gran velocidad, cuyas hendiduras dejaban pasar la luz en pulsos breves de unas pocas decenas de microsegundos. La fuente de luz era un pedazo de yeso incandescente. Su luz, focalizada por una lente condensadora, se enviaba hacia el espejo en Montmartre reflejándola sobre una lámina semirreflectante con la orientación conveniente. Justo después de la lámina, el rayo luminoso atravesaba el borde de la rueda dentada en rotación, en el punto focal de la lente condensadora, para transformarse a continuación en un haz de luz paralela al atravesar una lente que hacía las veces de objetivo. La onda que llegaba a Montmartre se focalizaba mediante una segunda lente sobre el espejo, donde se reflejaba antes de deshacer el camino y volver a atravesar la rueda dentada en Suresnes. Por último, la luz incidía de nuevo sobre la lámina semirreflectante, y el rayo transmitido a través de esta se focalizaba mediante un ocular hacia el ojo de Fizeau.

Cuando la rueda giraba poco a poco, la luz llegaba al ojo de Fizeau en forma de pulsos lumínicos intermitentes, que dejaban sobre su retina una impresión remanente de tenue flujo lumínico continuo. Cuando la velocidad de rotación alcanzaba unas 12,5 vueltas por segundo, la luz se extinguía bruscamente, y reaparecía cuando la velocidad aumentaba. Fizeau comprendió que, para esta velocidad de rotación, durante el tiempo de ida y vuelta de la luz el siguiente diente de la rueda ocupaba el lugar donde antes

había una hendidura, bloqueando así la luz reflejada. Repitió la observación varias veces, midiendo con un cuentarrevoluciones la velocidad de rotación que correspondía a la extinción, lo que le permitió determinar el tiempo que tardaba la luz en recorrer el trayecto de ida y vuelta entre su casa y Montmartre. A partir de este tiempo dedujo para la velocidad de la luz en el aire un valor de 315.000 km/s, un resultado próximo al obtenido de la aberración estelar medida por Bradley en el siglo anterior. Cabe señalar que la velocidad de la luz en el aire solo debería diferir de la obtenida mediante observaciones astronómicas para el vacío en un 0,03 por ciento, ya que el valor del índice de refracción del aire es cercano a 1,0003.

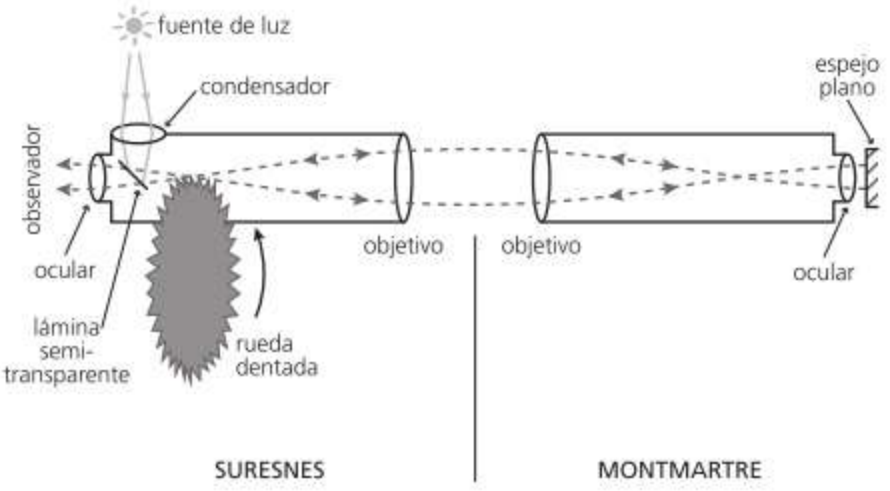


FIGURA 3.7. Diagrama de la primera medición terrestre de la velocidad de la luz por Fizeau (1849).

Foucault redujo aún más la distancia que recorría la luz y fue el primero en medir su velocidad en el limitado espacio de un laboratorio. Al restringir el trayecto de la onda a unos pocos metros, necesitó crear un dispositivo que permitía comparar directamente los tiempos de propagación de la luz en el aire y en un medio material. Dicho trayecto era de tan solo quince

metros, lo que exigía una gran velocidad de rotación al dispositivo que filtraba el rayo de luz. Foucault sustituyó la rueda de Fizeau por un pequeño espejo giratorio *m*, cuya frecuencia de rotación podía alcanzar los ochocientos hercios. Un rayo luminoso (salido de una imagen del sol generada por un dispositivo llamado helióstato) atravesaba un diafragma en un punto *a* y, a continuación, se focalizaba sobre el espejo *m*. Cuando este estaba inmóvil y tenía la orientación adecuada, el rayo alcanzaba un espejo reflector cóncavo *M* situado a 7,5 metros, volvía hacia *m* y por último se refocalizaba en *a*. Para distinguir los rayos de luz incidente y reflejado, la lámina semirreflectante, situada delante del ocular de detección, separaba los haces de ida y de vuelta y formaba la imagen de *a* en *α* (punto simétrico de *a* respecto de la lámina). Cuando el espejo *m* rotaba, el rayo reflejado se dispersaba en un amplio abanico y lograba llegar de vuelta al ojo periódicamente, formando una imagen remanente de tenue intensidad en un punto que coincidía casi por completo con *α*. Cuando la frecuencia de rotación del espejo alcanzaba varios centenares de hercios, Foucault ya no observaba la imagen en *a* sino en un punto *α'*, desplazado una fracción de milímetro. Este desplazamiento correspondía a un ángulo de unos minutos entre los rayos incidente (*am*) y reflejado (*ma'*). El rayo que regresaba hacia la fuente se desviaba en un ángulo doble de aquel en que había girado el espejo *m* durante el tiempo de propagación de la luz a lo largo del trayecto de ida y vuelta *mM*. Foucault midió la distancia entre *α* y *α'* y la frecuencia de rotación del espejo, y dedujo de ello la velocidad de la luz en el aire, obteniendo un resultado próximo al de Fizeau.

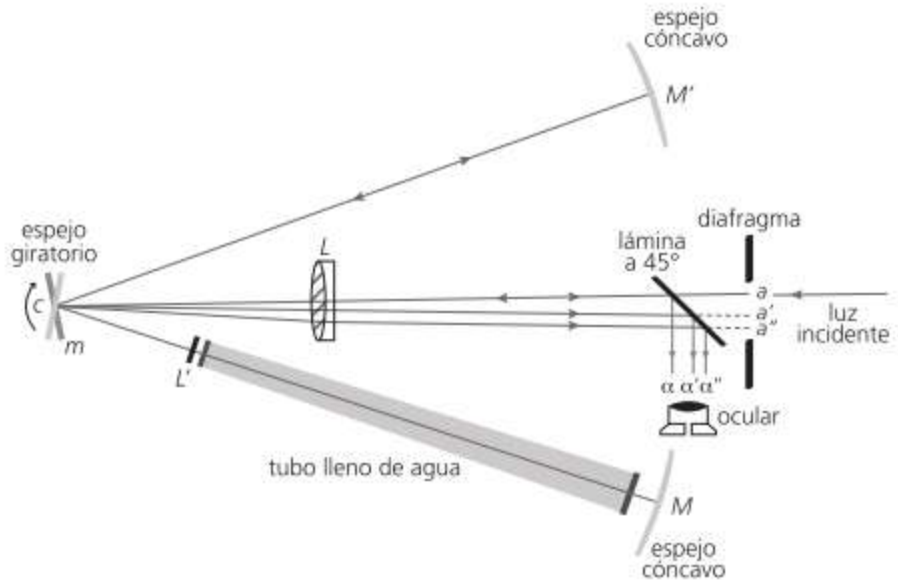


FIGURA 3.8. Diagrama del experimento para la medición de la velocidad de la luz en el aire y en el agua realizado por Foucault (1850). Esta fue la primera determinación de dicha velocidad en un laboratorio, para una distancia de unos pocos metros.

A continuación, Foucault volvió a realizar el experimento colocando un tubo lleno de agua entre *m* y *M*, y descubrió que la luz llegaba a un punto *α"*, más alejado de *α* que *α'*. El espejo giratorio *m* la reflejaba en una dirección (*ma"*) que formaba con (*am*) un ángulo mayor que (*ma'*). Así pues, la luz tenía en el agua una velocidad menor que en el aire, según la relación $n = 1{,}33$ entre los índices de refracción de estos dos medios. Por último, Foucault modificó el dispositivo para que la luz desviada por *m* pasara por dos haces simétricos, uno en el aire y otro en el agua, reflejándose los dos rayos en dos espejos idénticos *M'* y *M*. Entonces, comparando las posiciones *α'* y *α"* de las imágenes del punto fuente *a* obtenidas en el *mismo* experimento, pudo medir directamente la relación de las velocidades de propagación de la luz en ambos medios, sin tener siquiera que calcular la frecuencia de rotación del espejo *m*. Este

experimento crucial dio lo que se consideró el golpe de gracia a la interpretación corpuscular de la luz.

De paso, dio también el golpe de gracia a la amistad entre Foucault y Fizeau, que antes, durante la década de 1840, habían colaborado estrechamente en investigaciones sobre la incipiente fotografía y sobre interferometría. Varias semanas después del experimento de su colega, Fizeau hizo otro muy similar de medición de la velocidad de la luz; de aquel solo se diferenciaba en varios detalles técnicos y confirmó que la luz se transmitía más lentamente en el agua que en el aire, pero no tuvo la primicia de este importante descubrimiento, a pesar de que sí fue el primero en preparar el experimento. Cuando supo que su amigo se aprestaba a pisar su terreno, le propuso en vano que evitara lo que llamó una «carrera de obstáculos» y que, en lugar de eso, se asociase con él para trabajar juntos. Foucault declinó la propuesta y se adelantó a Fizeau. No fue esta la última vez que una amistad entre investigadores no resistió a la competencia entre ellos por obtener un resultado científico importante.

Fizeau se consoló al año siguiente midiendo la velocidad de la luz en una corriente de agua que se desplazaba en el sentido del rayo luminoso y en sentido opuesto. Para ello utilizó un método radicalmente diferente del de su rueda dentada: llevó a cabo un experimento de interferencia que consistía en medir la diferencia en el recorrido de un rayo de luz en una corriente de agua, dependiendo de si este se desplazaba en el sentido de la corriente o en el contrario. Demostró que la corriente solo transmitía a la velocidad de la onda en el fluido una parte de su velocidad de flujo. Esta propiedad, que Fresnel había intuido, no se explicó realmente hasta medio siglo más tarde, en el marco de la teoría de la relatividad especial de Einstein.

Por su parte, Foucault realizó en 1862, a petición de Urbain Le Verrier, una versión mejorada del experimento del espejo rotatorio. El descubridor

de Neptuno había llegado a director del Observatorio de París y quería disponer de un valor lo más preciso posible de la velocidad de la luz en el vacío para así ajustar la estimación de la unidad astronómica, la distancia entre la Tierra y el Sol. Para incrementar la precisión de su medición de 1850, Foucault alargó el trayecto de la luz, que hizo reflejarse varias veces en zigzag sobre espejos fijos hasta llegar al espejo giratorio. Obtuvo un valor de 298.000 km/s, muy próximo al que hoy se da por bueno. Este experimento se llevó a cabo en el Observatorio de París, el mismo sitio donde Rømer había medido por primera vez la velocidad de la luz. Volvemos así, en un momento crucial de este viaje por la historia de la luz clásica, al lugar mismo donde esta empresa comenzó.

Y con ellos llegamos a principios de la década de 1860, a un punto de inflexión en esta historia, el momento en que los descubrimientos sobre la luz iban a confluir con los que se habían ido produciendo de forma independiente para esclarecer los fenómenos eléctricos y magnéticos. En la convergencia de estas dos líneas de investigación, Maxwell iba a establecer, entre 1861 y 1865, una teoría que unificaría la electricidad, el magnetismo y la óptica, desentrañaría algunos de los secretos de la luz y anunciaría otros nuevos. Pero antes de abordar este último capítulo de la historia de la luz clásica, resumamos brevemente adónde había llevado esta a la ciencia para mediados del siglo XIX.

Se había establecido que la luz era una superposición de ondas transversales cuyas longitudes estaban repartidas entre las 0,4 y las 0,7 micras, del violeta al rojo, que vibraban a miles de billones de hercios y se propagaban en el vacío a una velocidad *c* cercana a los 300.000 km/s. Los medios materiales transparentes se caracterizaban por un índice *n*, un número real mayor que la unidad y que dependía de la frecuencia y, en los medios anisótropos, de la dirección de polarización de las ondas. La

velocidad de la luz en un medio transparente, igual a *c/n*, era menor que en el vacío y dependía del color de esta, lo que explicaba los efectos de dispersión cromática de los prismas y las láminas finas. Todos los efectos de interferencia, de difracción y de dispersión espectral de la luz se regían por un principio de superposición, expresado en un formalismo matemático que representaba las amplitudes de las ondas mediante números complejos que se combinaban como vectores en un plano abstracto. La atenuación de la luz en un medio absorbente se trataba introduciendo la noción del índice *n* complejo, tal que la longitud en la cual la luz se extinguía era inversamente proporcional a la parte imaginaria de dicho índice.

Pero aún quedaban algunas cuestiones por resolver. La más evidente tenía que ver con la naturaleza de la vibración lumínica. Todos los fenómenos vibratorios conocidos se propagaban en un medio y desplazaban sus elementos: ya fuese el sonido, que produce movimientos oscilatorios de las moléculas de aire; las ondas en la superficie de un líquido, que hacen fluctuar en dirección vertical un corcho flotante; o las vibraciones sobre un sólido como el parche de un tambor, en el que se forman ondas estacionarias que pueden materializarse esparciendo sobre él algún polvo, que se acumulará a lo largo de las líneas donde la superficie permanece inmóvil.

La idea natural que se les ocurrió a los físicos fue, pues, que la luz era una manifestación vibratoria de un medio hipotético, el éter, cuyas contradictorias propiedades les habían intrigado desde los tiempos de Descartes y de Huygens. Este medio debía estar constituido por elementos muy sutiles, ya que penetraba en todos los medios transparentes. Al mismo tiempo, tenía que ser sumamente rígido para poder transmitir las vibraciones lumínicas a una velocidad tan grande. Por último, debía poseer unas propiedades elásticas muy particulares para propagar tan solo

vibraciones transversales, de naturaleza muy diferente de las del sonido, que eran longitudinales. En la primera mitad del siglo XIX, muchos físicos se interesaron por este éter y desarrollaron diversos modelos, más o menos convincentes, para describir sus paradójicas propiedades.

Aparte del problema del éter, otro misterio implícito en todos los trabajos científicos de esa época tenía ver con la naturaleza de aquella materia que la luz encontraba en su propagación, desde la superficie de los dioptrios en la que se reflejaba o se transmitía hasta los medios homogéneos —vidrio, agua o cristales— que atravesaba. Por ejemplo, ¿qué era lo que hacía que ciertos medios fuesen ópticamente anisótropos? ¿Se trataba de una característica de la materia que los constituía, o de una propiedad que adquiría el éter que los bañaba al entrar en contacto con ellos? Cuando un objeto opaco absorbía luz, se calentaba. ¿Cuál era la naturaleza de este elemento calórico que pasaba de los rayos lumínicos a los cuerpos materiales? ¿Qué papel tenía el éter en este intercambio?

Parecía incluso que este calentamiento podía producirse cuando se colocaba un cuerpo opaco en la prolongación del espectro visible de la luz solar tras ser dispersada por un prisma. El astrónomo William Herschel había hecho esta observación en 1800, y fue confirmada unos años más tarde por Thomas Young, que pensaba que esa radiación «calórica» era una ondulación de la misma naturaleza que la luz. Fizeau y Foucault, durante el tiempo en que colaboraron amigablemente, realizaron experimentos con el objetivo de demostrar que existía una radiación infrarroja que daba lugar a interferencias, pero no lograron una precisión suficiente. En el otro lado del espectro, los físicos también sospechaban, desde las observaciones del alemán Johann Wilhelm Ritter, que existía una «radiación química» ultravioleta con la capacidad de ennegrecer un papel impregnado de cloruro de plata. ¿Cuál era la naturaleza de esta radiación?

Para responder a todas estas preguntas no bastaba con explicar qué era el éter, sino que había que dar respuesta a cuestiones fundamentales sobre la naturaleza de la materia con la que interactuaba la luz. Los misterios lumínicos no podían separarse de los que albergaban los medios materiales, en una época en que la existencia de los átomos aún no era más que hipotética. La segunda mitad del siglo XIX, a partir de los trabajos de Maxwell, y sobre todo los primeros años del siglo XX, con el surgimiento de las teorías de la relatividad y de la física cuántica, iban a aportar respuestas decisivas a todas estas preguntas.

DE LOS SALONES DEL SIGLO DE LAS LUCES AL LABORATORIO DE FARADAY

Llegamos ahora a la convergencia entre la óptica y la otra gran corriente que atravesó la física en la primera mitad del siglo XIX, la de los descubrimientos en electricidad y magnetismo. Hasta el final del siglo anterior, las propiedades de los imanes y las manifestaciones eléctricas habían permanecido en gran medida envueltas en misterio. Los imanes naturales, que eran básicamente óxidos de hierro como la magnetita, se conocían desde la Antigüedad, y distintas formas de brújulas, constituidas por pequeñas agujas de hierro imantadas mediante frotación contra ese mismo mineral que se orientaban en una dirección próxima al polo norte geográfico, se venían utilizando en la navegación por parte de comerciantes chicos y europeos desde la Edad Media.

El primer tratado científico sobre el magnetismo lo escribió William Gilbert, un médico y astrónomo inglés de la época isabelina, contemporáneo del joven Galileo. En él describió las propiedades atractivas y repulsivas de los polos de los imanes (dos polos de la misma naturaleza se

repelen y dos polos de naturaleza diferente se atraen). Propuso también la idea de que nuestro planeta era un gigantesco imán que ejercía una fuerza sobre las agujas de las brújulas, cuyos polos norte se sentían atraídos hacia el polo norte magnético de la Tierra (que es, por tanto, un polo sur magnético), próximo del polo geográfico indicado por la Estrella Polar. Esculpió un modelo a escala de nuestro planeta en un trozo de imán y trazó sobre esta réplica la malla de líneas de fuerza que guiaban las agujas imantadas de los marinos. Resulta llamativo que tanto el magnetismo como la óptica tuvieran en sus inicios estrechos vínculos con la astronomía y la navegación.

Gilbert comparó asimismo la imantación por frotamiento de hierro contra magnetita con la electrización de sustancias como el ámbar, que adquieren la propiedad de atraer objetos ligeros, como motas de polvo o pedacitos de papel, tras haberlos frotado con un pedazo de tela, de cuero o de pelaje animal. Con ello constató que las fuerzas ejercidas por los imanes eran permanentes, mientras que las producidas por las sustancias electrizadas desaparecían al cabo de un tiempo. Inventó el término «electricidad» (procedente de la palabra para «ámbar» en griego) para describir estos fugaces efectos, y sostuvo que la electricidad y el magnetismo no tenían nada en común, a pesar de que ambos fenómenos se podían inducir de una manera similar.

El siglo XVIII asistió al desarrollo de las máquinas electrostáticas, que acumulaban por frotación cargas eléctricas en dos piezas metálicas aisladas la una de la otra. Para ello, podía hacerse girar rápidamente una rueda de vidrio contra dos cojinetes de cuero, y recoger las cargas mediante escobillas metálicas que frotaban contra la rueda. Se aprendió cómo conservar estas cargas en condensadores eléctricos, como la botella de Leyden, compuesta por hojas de estaño arrugadas en el interior de un

recipiente de vidrio impermeable a las cargas eléctricas y por una hoja de metal enrollada en el exterior del recipiente. El estudio de estos dispositivos permitió comprender que existían dos formas de electricidad, denominadas positiva y negativa, que coexistían en cantidades iguales en la materia neutra. Las máquinas electrostáticas creaban mediante frotamiento un desequilibrio entre ambas formas, acumulando un exceso de cargas positivas a un lado de la pared de vidrio aislante y cargas negativas al otro lado. Cuando se conectaban el interior y el exterior de la botella mediante un cable metálico, las cargas fluían a lo largo del cable y se equilibraban. Esta corriente eléctrica podía igualmente pasar a través del cuerpo de un experimentador si este hacía de puente entre los dos polos al poner las manos sobre ellos. También podía transmitirse a lo largo de una cadena de personas que se daban las manos. El choque eléctrico resultante, un auténtico relámpago que provocaba la contracción violenta de los músculos de los participantes en estos corros, se usó como atracción social en espectaculares experimentos realizados en cortes principescas y salones burgueses. Benjamin Franklin, embajador en París de los rebeldes americanos contra los ingleses, era presencia habitual en estos salones. Fue el primero en distinguir las dos formas de carga eléctrica y, al inventar el pararrayos, demostró que los rayos y las corrientes producidas por el flujo de cargas entre los polos de una botella de Leyden tenían la misma naturaleza.

El primer experimento con electricidad verdaderamente cuantitativo lo llevó a cabo en 1784 Charles Augustin de Coulomb, que utilizó una balanza de torsión para medir la fuerza que se ejerce entre bolas metálicas cargadas de electricidad. Este dispositivo consistía en una varilla aislante suspendida en horizontal de un hilo en su punto medio. Dos pequeñas esferas metálicas idénticas pegadas a los extremos de la varilla podían girar en el plano

horizontal bajo el efecto de la torsión del hilo cuando el equipo se desplazaba de su posición de equilibrio. Una de las esferas se cargaba eléctricamente por contacto con un polo de una botella de Leyden y se acercaba a otra esfera con carga del mismo tipo situada sobre la circunferencia descrita por las esferas solidarias del péndulo de torsión. La fuerza entre las dos esferas cargadas hacía girar la parte móvil hasta la posición en que se contrarrestaba la fuerza de torsión del hilo, proporcional al ángulo de rotación respecto a la posición de equilibrio. La medición de este ángulo daba, una vez calibrado el instrumento, el valor de la fuerza eléctrica entre las dos cargas. Coulomb demostró que las cargas del mismo signo se repelen, mientras que las de signo opuesto se atraen, y que la fuerza de atracción o de repulsión es proporcional al producto de las cargas e inversamente proporcional al cuadrado de la distancia entre ellas. Repitió el mismo experimento con imanes y demostró que la fuerza de atracción entre un polo sur y un polo norte también es inversamente proporcional al cuadrado de la separación entre ambos. Las leyes de las fuerzas eléctricas y magnéticas descubiertas por Coulomb son, en términos matemáticos, similares a la de la atracción universal, que es asimismo inversamente proporcional al cuadrado de las distancias, salvo que en este caso las masas gravitacionales siempre se atraen.

Fue, por cierto, usando una balanza de torsión parecida a la de Coulomb como el inglés Henry Cavendish midió en 1797 el valor absoluto de la fuerza de gravitación entre dos masas de plomo. Este experimento determinó la constante de la gravitación, G, que figura en la expresión de la ley de Newton, lo que proporcionó la primera estimación de la masa M de la Tierra. La aceleración de la gravedad terrestre, g, es igual a GM/R^2, donde R es el radio de nuestro planeta. La medición de G, una vez conocidas g y R, llevó de inmediato al valor de M, igual a unos 6×10^{24}

kilogramos. Así, la Ilustración, a lo largo de la cual se había descubierto la forma de la Tierra, se cerró científicamente con un experimento fundamental que calculó su masa, otra medición importante de nuestro planeta.

Los experimentos de Coulomb trataban sobre las fuerzas que cargas eléctricas o magnéticas inmóviles ejercían unas sobre otras. Los estudios de la electricidad y el magnetismo progresaron de manera decisiva cuando los experimentos se ampliaron a las cargas en movimiento. Un primer paso en esta dirección se dio gracias al médico italiano Luigi Galvani, quien demostró, a finales del siglo XVIII, que el fluido eléctrico que circulaba a lo largo de cables metálicos podía producir la contracción de los músculos de ranas disecadas, en lo que fue el primer experimento de electrofisiología. Se dio cuenta de que las contracciones se producían también cuando tocaba dos puntos de un nervio de la rana con los extremos de un bucle compuesto por dos cables de metales diferentes unidos uno a continuación del otro en una atmósfera húmeda. Este experimento le dio a Alessandro Volta la idea de la pila que lleva su nombre. Dejando de lado las ranas y las consideraciones biológicas de Galvani, en 1799 Volta fabricó un apilamiento de discos de cinc y de plata separados por arandelas de cartón impregnadas de agua salada, y obtuvo una corriente al conectar mediante un cable metálico los discos que había en la base y en lo más alto del apilamiento.

Experimentos posteriores realizados a principios del siglo XIX demostraron que esta corriente se debía a las reacciones químicas que se producían al poner en contacto las superficies metálicas sumergidas en agua salada, lo que hacía que el cinc se oxidase y que los discos de plata liberasen hidrógeno. Ahora sabemos que la oxidación del cinc libera electrones, que fluyen por el cable y a través de la pila, y reducen el

hidrógeno presente en el agua como iones positivos, H+. Este a su vez se transforma en un gas molecular neutro, H_2, que escapa de la pila en forma de burbujas en el agua salada.

Los experimentos de Galvani y de Volta causaron sensación de inmediato en Europa y atrajeron la atención de los científicos e incluso de los políticos. En 1800, el primer cónsul Bonaparte asistió a una demostración de Volta e instauró un premio de la Academia Real de Ciencias a la persona que redactase la mejor tesis sobre lo que entonces se conocía como corrientes galvánicas.

Un jurista italiano de la ciudad de Trento, Gian Domenico Romagnosi, participó en este concurso y en 1802 envió un texto a la Academia en el que describía de forma un tanto oscura un experimento que trataba de demostrar que una corriente galvánica tenía cierto efecto sobre una aguja imantada. Esta observación era contraria a la idea, asentada desde Gilbert y sostenida por Coulomb, según la cual el magnetismo y la electricidad eran fenómenos de naturaleza completamente diferente. Lo que ocurrió con la tesis de Romagnosi es un misterio: no dejó ningún rastro, salvo la fecha de su recepción en el registro de entrada del correo en la Academia, no se escribió ningún informe sobre ella ni, por supuesto, recibió premio alguno. ¿Se perdió o fue rechazada porque se oponía en términos oscuros a la teoría entonces dominante sobre la electricidad y el magnetismo? Solo se tiene conocimiento de este trabajo de Romagnosi por la breve y poco precisa reseña que se publicó al respecto unos años más tarde en una gaceta de Trento prácticamente desconocida entre la comunidad científica.

Hubo que esperar dieciocho años, hasta 1820, para que el físico danés Ørsted llevase a cabo un experimento fundamental que estableció con contundencia una relación entre electricidad y magnetismo. Demostró que una aguja imantada, situada en paralelo a un cable metálico horizontal,

tendía a orientarse perpendicularmente a este en cuanto el circuito se conectaba a los bornes de una pila de Volta. Constató que la fuerza transversal que actuaba sobre la aguja cambiaba de signo según se encontrase por encima o por debajo del cable. Ørsted demostró de este modo que las fuerzas magnéticas ejercidas por la corriente formaban círculos cerrados en planos normales al cable conductor, y que el sentido de las mismas se invertía cuando lo hacía el sentido de la corriente. El fenómeno descubierto por Ørsted enseguida se empleó en el galvanómetro, un instrumento que mide la intensidad de la corriente en un circuito a través de su influencia sobre la dirección de una aguja imantada situada en sus proximidades.

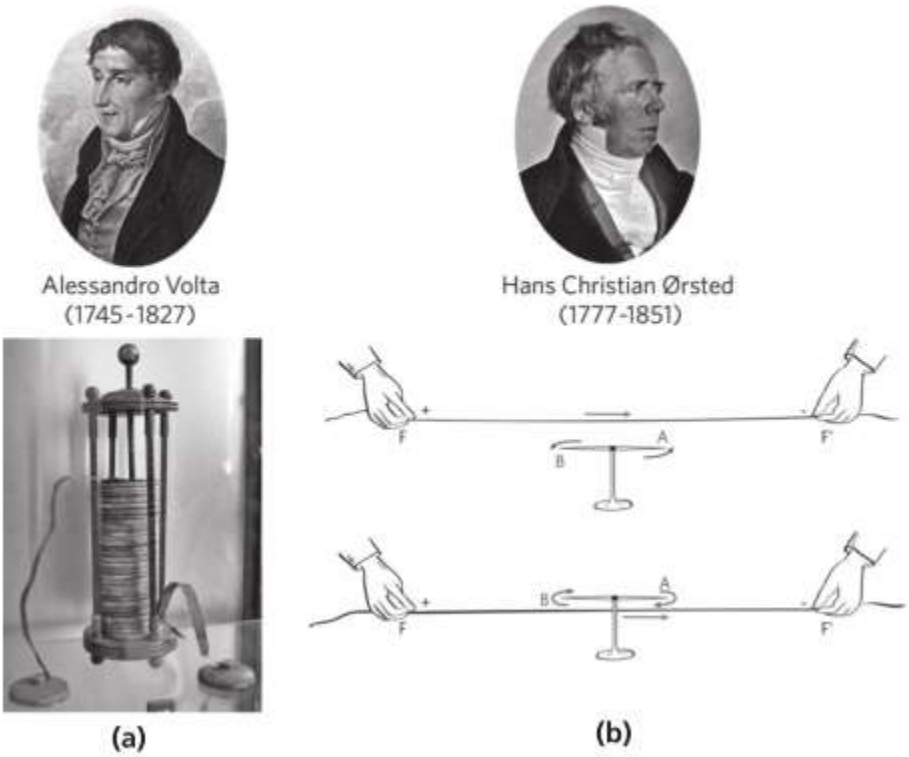


FIGURA 3.9. (a) La pila de Volta. (b) Diagrama del experimento de Ørsted que mostraba la inversión

del sentido de la fuerza ejercida por la corriente sobre la aguja imantada según se encontrase esta por encima o por debajo del cable.

La noticia del experimento de Ørsted, descrita con una precisión de la que al parecer carecía la tesis de Romagnosi, enseguida circuló por toda Europa. El académico Arago, que había asistido a una demostración del experimento en Ginebra, se la mencionó a André-Marie Ampère, entonces profesor de la Escuela Politécnica. A pesar de su prevención, heredada de su maestro, Coulomb, contra toda aproximación entre electricidad y magnetismo, Ampère decidió repetir el experimento de Ørsted y extrapolarlo a otras situaciones. Demostró que una corriente que circulaba por un cable no solo ejercía una fuerza magnética sobre un imán, sino que también atraía a otro cable paralelo por el que circulaba otra en el mismo sentido, y lo repelía si las corrientes circulaban en sentidos opuestos. Ampère llevó a cabo los experimentos en su domicilio parisino, utilizando un montaje que combinaba circuitos eléctricos con una balanza para medir las fuerzas que actuaban sobre porciones de cable. Este dispositivo, basado en principios muy sencillos, se expone ahora en la sala de profesores del Collège de France, donde el matemático fue nombrado catedrático de física en 1824.

A partir de sus experimentos, Ampère estableció junto con Biot, Savart y Laplace la fórmula para obtener la fuerza magnética que se ejerce entre dos elementos con corriente en función de sus distancias y orientaciones mutuas, y la del par que un elemento con corriente ejerce sobre un pequeño imán. Demostró también que cuando una corriente recorre un solenoide, formado por un cable enrollado alrededor de un cilindro, este se comporta como un imán cuyos polos estarían situados en los dos extremos del cilindro. Los efectos magnéticos creados por este dispositivo son idénticos a los que crea el imán. Dos solenoides recorridos por una corriente se atraen o

se repelen en función de si se aproximan sus polos opuestos o idénticos. Esta analogía llevó a Ampère a plantear la hipótesis de que la materia imantada estaba compuesta de pequeños bucles de corriente a escala molecular, un modelo que anuncia la teoría atómica moderna del magnetismo que esbocé en el capítulo 1 de este libro.

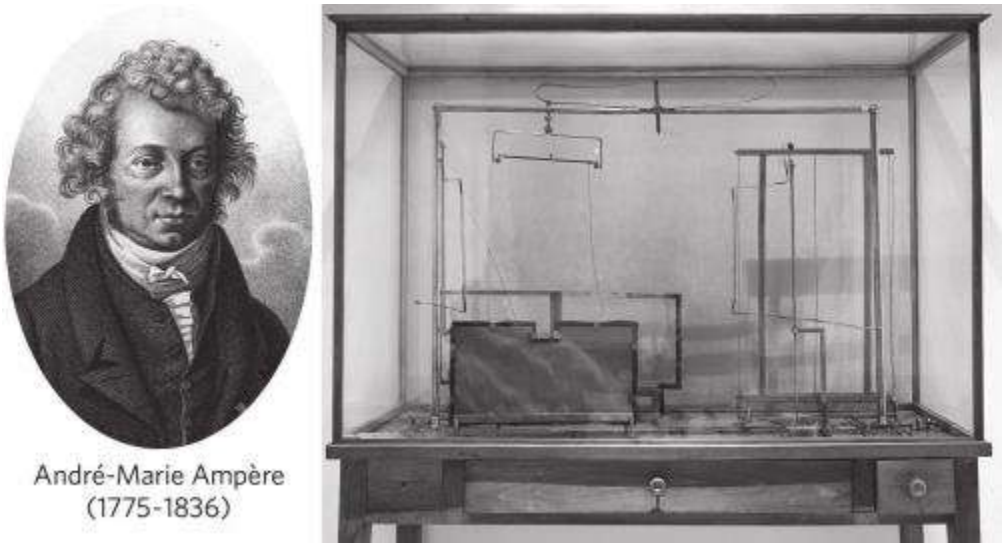


FIGURA 3.10. El montaje experimental de Ampère para la medición de las fuerzas entre las corrientes (fotografía de Patrick Imbert, Collège de France).

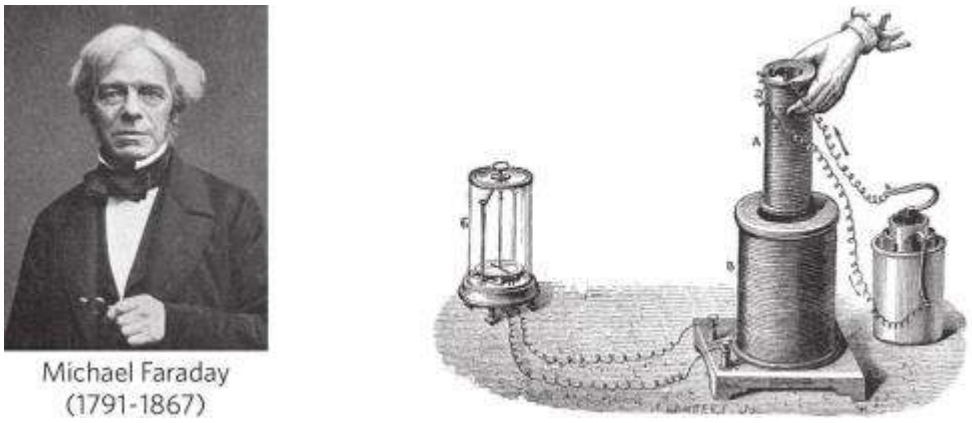


FIGURA 3.11. Diagrama de uno de los experimentos de inducción de Faraday: un solenoide A, alimentado por la batería, se introduce en la bobina B. La corriente transitoria inducida por la

variación del flujo magnético en este circuito se detecta mediante la desviación de la aguja del galvanómetro C.

Ørsted y Ampère se propusieron entender las propiedades magnéticas de las corrientes permanentes, invariantes en el tiempo. El siguiente paso en la comprensión del electromagnetismo, como empezaba a conocerse, lo dio Michael Faraday en la década de 1830, cuando demostró que el desplazamiento de un imán en las proximidades de un circuito eléctrico cerrado generaba una corriente transitoria en el mismo. Era similar al experimento de Ørsted, pero a la inversa. Si el danés había demostrado que el establecimiento de una corriente en un circuito hacía moverse una aguja, Faraday constató que el movimiento de un imán generaba a su vez una corriente en un circuito.

Podemos realizar una variante simple de uno de los experimentos del inglés si dejamos caer un imán a través de un solenoide en posición vertical. Si el circuito del solenoide está abierto, el imán caerá como cualquier otra masa en el campo gravitatorio terrestre. Si se cierra el circuito, se constata que el paso del imán a través del solenoide es mucho más lento, como si una mano invisible lo retuviera transitoriamente. La corriente que induce en el solenoide debido a su movimiento crea sobre el imán una fuerza que se opone al mismo.

Faraday llamó inducción a este efecto de un campo magnético variable sobre una corriente eléctrica. Y demostró asimismo que estos experimentos podían prescindir de los imanes y llevarse a cabo con dos circuitos eléctricos independientes, como dos solenoides de diámetros diferentes insertado uno dentro del otro. Cuando introducía el solenoide alimentado por una batería en la bobina externa, la variación en el flujo del campo magnético creaba en este circuito una corriente transitoria que se detectaba en el galvanómetro al que estaba conectado.

Faraday no tenía formación matemática, pero sí una visión intuitiva y creativa de los fenómenos que descubría. Espolvoreando con limaduras de hierro una hoja de papel colocada sobre un imán o en un plano ortogonal a un cable recorrido por una corriente, observó lo que llamó las líneas de la fuerza magnética. Estas se enrollaban en torno a los cables de los circuitos recorridos por corrientes, salían de uno de los polos de una barra imantada y penetraban en el otro trazando bucles alargados cuyo eje principal era paralelo a la barra. Faraday veía las inmediaciones de los imanes y de los circuitos como un enjambre de vectores que indicaban la dirección de las fuerzas magnéticas que actuaban en cada punto sobre las limaduras de hierro para orientarlas.

Experimentos similares permiten materializar las líneas de fuerza generadas por cargas eléctricas estáticas. Se pueden realizar dispersando pequeños granos de materia aislante en forma polvo diluido en un baño de líquido aislante, en el cual se sumergen dos electrodos conectados a los polos de una máquina electrostática. Los granos adquieren entonces pequeños dipolos y se orientan a lo largo de curvas que van de un polo al otro, plasmando así de manera visual las líneas del campo eléctrico, del mismo modo en que las limaduras de hierro materializan las líneas del campo magnético.

Cuando llevó a cabo esta clase de experimentos, Faraday introdujo en la física el concepto de campo. Las líneas de fuerzas magnética y eléctrica forman una malla que cubre el espacio, como una red cuya estructura está determinada por la distribución de cargas, corrientes e imanes en los que tiene su origen. Para Faraday, estas líneas orientadas tenían un sentido físico concreto. El vector tangente a ellas en cada punto daba la dirección de las

fuerzas que se ejercían sobre las cargas o las pequeñas agujas de brújula situadas en dicho punto. La intensidad de las fuerzas dependía de la densidad de las líneas de campo. Era mayor cuanto más apretadas estaban estas, y más débil cuanto más separadas entre sí se encontraban las líneas.

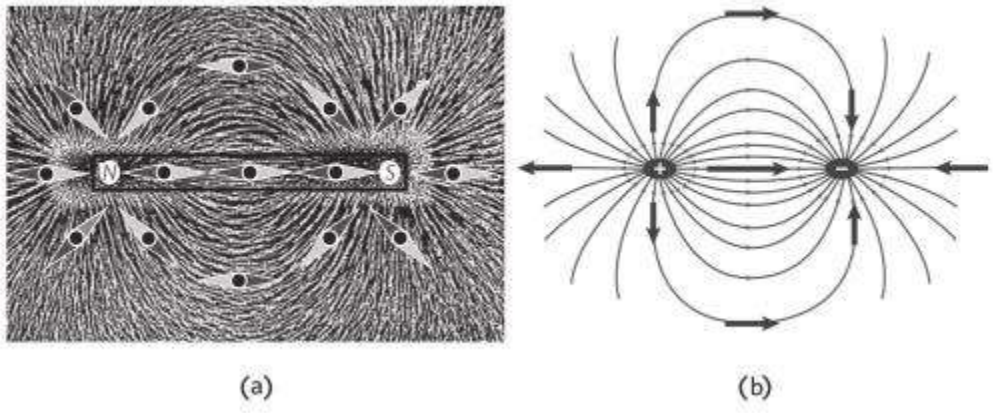


FIGURA 3.12. (a) Líneas del campo magnético materializadas espolvoreando limaduras de hierro sobre una hoja de papel colocada sobre un imán. Su observación inspiró a Faraday a introducir en la física la noción de campo. Pequeñas agujas de brújula (*polo norte, gris oscuro; polo sur, gris claro*) superpuestas en la imagen marcan en distintos puntos la dirección del campo creado por el imán (*cuyos bordes se señalan con el recuadro negro*). En el interior de la barra, la imantación se alinea en sentido inverso al de las líneas de campo, que forman un bucle en el exterior de esta. En torno a los polos del imán, el flujo del campo magnético a través de una superficie cerrada es nulo: entra por una cara de la superficie (*punta gris oscuro de la aguja orientada hacia el polo*) y sale por la otra (*punta gris claro orientada hacia el polo*). El hecho de que el flujo sea nulo es consecuencia de la inexistencia de monopolos magnéticos.(b) Líneas del campo de un dipolo eléctrico constituido por dos cargas opuestas. Estas salen todas de una superficie que envuelve la carga positiva y penetran una superficie que contiene la carga negativa. El flujo del campo eléctrico alrededor de las cargas es no nulo. A diferencia del caso de un imán, el campo sobre la línea que va de una carga a otra tiene el mismo signo que el que circula a lo largo de los bucles que las unen.

Existe una diferencia importante entre las redes de las líneas de los campos eléctrico y magnético. Las primeras forman rayos que divergen desde las cargas positivas, convergen hacia las negativas y se cruzan en los

puntos donde están situadas unas y otras. En cambio, las líneas del campo magnético no se cruzan nunca y siempre forman bucles cerrados. Recuerdan a las líneas de corriente de un fluido, que pueden rizarse y arremolinarse, pero nunca se cruzan.

Esta diferencia de estructura entre las redes de líneas de los campos eléctrico y magnético se analiza de manera cuantitativa definiendo lo que se conoce como la *divergencia* del campo, una función matemática introducida por el alemán Carl Friedrich Gauss a principios del siglo XIX. Su valor en un punto es un número real que se calcula sumando las derivadas espaciales de las componentes del vector campo respecto a las diferentes direcciones del espacio, y refleja la tendencia de las líneas de campo a converger hacia ese punto o a divergir desde él. En las proximidades de una carga positiva, las líneas de campo son divergentes: apuntan todas hacia el exterior de una pequeña superficie que envuelve la carga. Lo contrario ocurre en el entorno de una carga negativa, donde las líneas de campo se orientan todas hacia el interior del volumen que contiene a la carga, y el flujo del campo a través de la superficie que limita dicho volumen es negativo.

De manera general, el flujo de un campo de vectores cualquiera a través de un elemento infinitesimal de una superficie cerrada es un número igual al producto del área de esta por la proyección del vector campo sobre la normal a la superficie orientada hacia el exterior. El flujo global del campo a través de la superficie total se obtiene sumando los flujos que atraviesan todos sus elementos infinitesimales. Un teorema demostrado por Gauss dice que este flujo es igual a la integral de la divergencia del campo en el volumen limitado por esta superficie. Y este, combinado con la ley de Coulomb, impone que el campo eléctrico tenga en cada punto una divergencia proporcional a la densidad de cargas eléctricas en el mismo.

Por el contrario, la divergencia del campo magnético es nula en todos los

puntos, lo que refleja la ausencia de carga magnética libre, la inexistencia de lo que se conocen como monopolos magnéticos. El polo positivo de un imán está siempre ligado al negativo. Esta dualidad ocurre siempre, incluso cuando se intenta separar las cargas magnéticas rompiendo el imán. La divergencia nula del campo magnético implica, de acuerdo con el teorema de Gauss, que su flujo a través de una superficie cerrada es siempre igual a 0 y que existe, por tanto, un equilibrio perfecto entre la contribución al flujo de las líneas del campo magnético que salen de la superficie y las que entran en ella.

Las líneas del campo magnético recuerdan a las de un fluido incompresible que circula de manera estacionaria. El flujo de partículas que salen por un lado de un pequeño elemento tubular de fluido debe ser igual al que entra por el lado opuesto, de tal forma que la cantidad de materia que fluye se mantenga constante en el volumen. Las propiedades de divergencia nula y conservación de flujo del campo magnético fueron establecidas por Gauss, que estudió las leyes del magnetismo en colaboración con el físico alemán Wilhelm Eduard Weber en trabajos contemporáneos de los de Faraday.

Los conceptos matemáticos de flujo y divergencia estaban fuera del alcance de lo que Faraday, experimentador pragmático y autodidacta, podía concebir. Así, este no fue más allá de una descripción muy cualitativa del campo electromagnético, cuya existencia había vislumbrado. Sin embargo, la intuición física del director de la Royal Institution era extraordinaria. Los campos que introdujo en la física estaban definidos en el vacío, sin ninguna referencia a un teórico éter, que nunca mencionó. En este sentido se puede decir que, paradójicamente, Faraday fue más moderno que los físicos que lo sucedieron en la segunda mitad del siglo XIX. A pesar de su gran intuición, no se percató de la analogía existente entre los vectores tangentes a sus

líneas de campo y las vibraciones lumínicas transversales de la teoría de Fresnel. Correspondió a un joven científico escocés dar este paso crucial.

LA CONFLUENCIA DE LA LUZ, LA ELECTRICIDAD Y EL MAGNETISMO

Entre 1861 y 1865, James Clerk Maxwell, que era entonces profesor en el King's College de Londres, reflexionó sobre los experimentos de Ampère y de Faraday, y se propuso describirlos mediante ecuaciones matemáticas de las que se dedujesen con claridad sus propiedades. Estos experimentos establecieron las relaciones entre los campos eléctrico y magnético distribuidos en el espacio y las cargas inmóviles o en movimiento que eran las fuentes de dichos campos. De acuerdo con el efecto de inducción que introdujo Faraday, la variación del campo magnético a través de una bobina conductora producía sobre las cargas del metal un efecto equivalente al que creaba en el alambre un campo eléctrico cuyos vectores girasen a lo largo del cable de la bobina como la velocidad de flujo de un vórtice. De ello Maxwell dedujo que, incluso en ausencia de un circuito material, la variación en el tiempo de un campo magnético en cualquier punto del espacio debía crear un campo eléctrico que formase un vórtice alrededor de dicho punto.

Una vez explicada así la ecuación del efecto Faraday, Maxwell abordó los trabajos de Ampère, que demostraban que una corriente permanente creaba a su alrededor un campo magnético descrito por ecuaciones cuya estructura matemática era idéntica a la de los vórtices del campo eléctrico que aparecían en la ecuación de Faraday. Sin embargo, en ausencia de corriente, las ecuaciones de Ampère no generaban ningún campo, lo que rompía la simetría entre los campos eléctrico y magnético. Para

restablecerla, Maxwell completó las ecuaciones de su colega planteando la hipótesis de que un vórtice de campo magnético podía generarse no solo por una corriente de cargas, sino también por una variación temporal del campo eléctrico. Se limitó a añadir al término que representaba la corriente en la ecuación de Ampère una contribución complementaria proporcional a la derivada temporal del campo eléctrico.

Por último, para completar su teoría, Maxwell añadió a las ecuaciones de Faraday y de Ampère que había modificado las descubiertas por Gauss. Una de ellas expresa la ausencia de monopolos magnéticos y la conservación del campo magnético, al imponer que la divergencia de este debe ser nula en cualquier punto. La otra relaciona el flujo del campo eléctrico a través de una superficie cerrada con la carga contenida en su interior, lo que plasma la ley de Coulomb (ecuación de Gauss-Coulomb).

En notación matemática moderna, las propiedades turbulentas de los campos descritos por Maxwell se expresan mediante una función vectorial denominada rotacional del campo, construida a partir de las derivadas espaciales de sus componentes respecto a los tres ejes de coordenadas.

El escocés no empleó este concepto, y las fórmulas que escribió eran más complicadas que la que hoy damos a sus ecuaciones al expresarlas mediante funciones del campo como la divergencia y el rotacional.

En cualquier caso, Maxwell obtuvo un conjunto de ecuaciones vectoriales que describían la dinámica evolución en el espacio de los campos eléctrico y magnético en presencia de una distribución cualquiera de cargas y corrientes variables. Estas ecuaciones precisaban incluso los movimientos de los campos en ausencia de toda fuente material. Era como si las cargas y las corrientes fuesen andamiajes cuya supresión revelaba la belleza de un edificio matemático que describía la evolución de un campo libre de toda restricción, que se propagaba en el espacio como una onda a

una distancia arbitraria de toda fuente. La variación del campo magnético creaba un campo eléctrico cuyas variaciones generaban a su vez un campo magnético, y ambos campos se alimentaban el uno del otro durante su propagación. Estas ecuaciones admitían una infinidad de soluciones, en función de las condiciones iniciales que se impusieran. Las más sencillas eran ondas planas transversales, cuyos campos eléctrico y magnético vibraban en un plano normal a la dirección de propagación de la onda, perpendicularmente dentro de este plano.

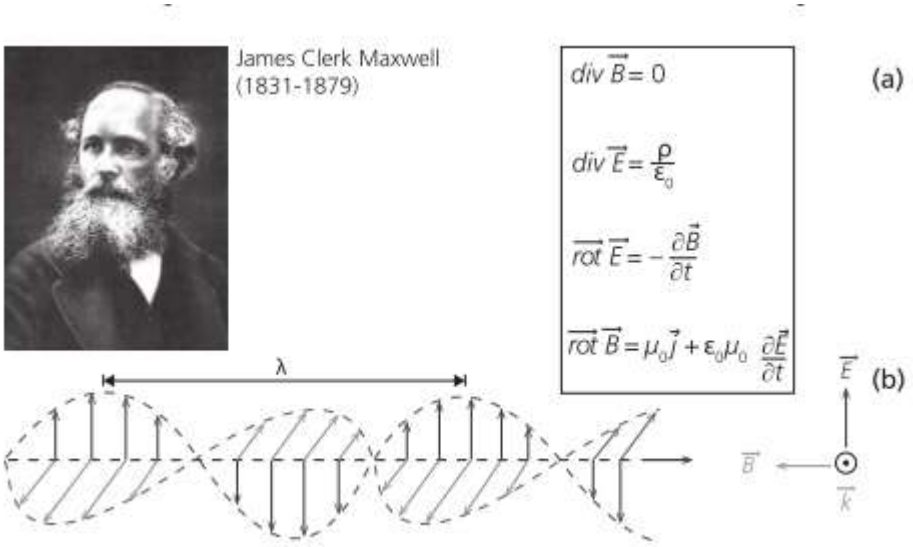


FIGURA 3.13. La teoría electromagnética de Maxwell. (a) Las cuatro ecuaciones que relacionan los campos eléctrico, *E* , y magnético, *B* , con las distribuciones de cargas (de densidad espacial *ρ*) y de corriente (de densidad *j*). Las constantes *ε0* y *μ0* son la de Coulomb y la de Ampère. Las notaciones *div* (divergencia) y —*rot* (rotacional) representan operaciones matemáticas de derivación espacial de las coordenadas de ambos campos, y las expresiones *∂E /∂t* y *∂B /∂t* describen sus variaciones temporales (derivadas). La primera ecuación dice que el campo magnético no puede divergir de un punto y expresa la ausencia de cargas magnéticas libres. La segunda ecuación expresa la ley de Coulomb, que indica que las líneas del campo eléctrico divergen a partir de las cargas o convergen hacia ellas. La tercera ecuación expresa la ley de Faraday, que establece una relación entre la variación del campo magnético y los vórtices del campo eléctrico que aquella induce. La última ecuación describe el efecto recíproco, resultante de la modificación que hizo Maxwell de la ecuación que expresaba la ley de Ampère. Un campo magnético rotacional (expresado por —*rot B*) es

producido por la corriente j , a la que hay que añadir el término de variación del campo eléctrico E . (b) Estas ecuaciones admiten como soluciones ondas planas del campo electromagnético que se propagan por el espacio en ausencia de cargas y de corrientes. Los campos eléctrico y magnético de la onda son ortogonales entre sí y transversales respecto a la dirección de propagación. La velocidad de estas ondas es $c = 1/\sqrt{}—\varepsilon 0\mu 0$ Fue la coincidencia de este valor con la velocidad de la luz medida por Foucault lo que llevó a Maxwell a identificar la radiación lumínica con una onda electromagnética.

Las ecuaciones permitían calcular la velocidad de estas ondas electromagnéticas. El cuadrado del resultado debía ser igual al inverso del producto de dos constantes, ε_0 y μ_0, que Coulomb y Ampère habían introducido para expresar, respectivamente, la fuerza electrostática entre dos cargas eléctricas y la fuerza de atracción magnética entre dos cables por los que circulaba una corriente. Cuando hizo el cálculo usando los valores de estas constantes determinadas experimentalmente, Maxwell constató que el resultado daba para c un valor de 308.000 km/s, muy cercano al de 298.000 km/s que Foucault acababa de medir en París. No podía ser una coincidencia. La página del manuscrito de Maxwell donde figura esta constatación se expone en una vitrina en Londres, en la Royal Society, y en la parte inferior puede leerse, en su elegante escritura:

> ... la concordancia entre estos resultados parece indicar que la luz y el magnetismo son fenómenos de la misma naturaleza, y que la luz es una perturbación electromagnética que se propaga a través del campo según las leyes del electromagnetismo.

Esta frase, con su atenuación tan británica («parece indicar»), fue sin duda la más importante de toda la física hasta ese momento, quizá de todos los tiempos. En pocas palabras afirma la unificación de tres ciencias que durante siglos se habían considerado independientes: la electricidad, el magnetismo y la óptica. La constatación de que la luz y los fenómenos eléctricos y magnéticos eran un todo fue una revelación tan profunda como

la de Newton al entender que la fuerza que atrae una manzana hacia el suelo es de la misma naturaleza que la que mantiene la Luna en su trayectoria alrededor de la Tierra.

Es de justicia decir que, una decena de años antes que Maxwell, el alemán Weber y colega Rudolf Kohlrausch ya habían constatado la relación entre la velocidad de la luz, *c*, y las constantes eléctricas y magnéticas de Coulomb y Ampère, aunque no aportaron ninguna explicación para esta coincidencia.

La teoría de Maxwell abría perspectivas fascinantes; hacía predicciones precisas que se confirmarían experimentalmente a lo largo de las décadas siguientes. La luz solo constituía una pequeña ventana en el espectro de las ondas electromagnéticas que las ecuaciones describían. Solo tenía un estado particular porque el ojo, producto de la selección natural, únicamente era sensible a las ondas cuyas longitudes estaban comprendidas entre las 0,4 y las 0,7 micras. La teoría preveía que debía haber, en el dominio de las longitudes de onda más largas y, por tanto, de las frecuencias más pequeñas, ondas electromagnéticas infrarrojas y, al otro lado del espectro, ondas de menor longitud (y, por tanto, de mayor frecuencia), radiaciones ultravioletas. Estas predicciones confirmaban lo que los físicos ya habían vislumbrado en la primera mitad del siglo, al dar un sentido mucho más preciso a lo que hasta entonces se había denominado, de manera muy vaga, «radiación calórica» para el infrarrojo cercano, o «radiación química» para el ultravioleta cercano. Poco a poco, estas ondas invisibles se fueron identificando, primero en los dominios de frecuencias próximas a las visibles, luego en las más alejadas en el espectro.

Constituyó un paso importante la generación de ondas de radiofrecuencia, por el alemán Hertz en 1887, cuyas longitudes eran del orden del metro. En el otro lado del espectro, otro alemán, Röntgen,

descubrió en 1895 una radiación misteriosa que bautizó como rayos X, y que unos experimentos posteriores de difracción cristalina revelaron que se trataba de una onda electromagnética cuyas longitudes, del orden de unas pocas decenas de nanómetros, son entre cien y mil veces más cortas que las de la luz visible.

Una propiedad esencial de las ecuaciones de Maxwell es lo que llamamos su linealidad. Este término expresa el hecho de que la suma de cada una de sus soluciones da como resultado otra solución de las mismas ecuaciones. Esta propiedad justifica el principio de superposición enunciado por Fresnel en 1820. Las vibraciones de su teoría de la luz no son otra cosa que los campos eléctricos de las ondas de Maxwell, que se suman e interfieren de la misma manera. Otra propiedad importante de estas ecuaciones es que el valor de los campos en una superficie cerrada cualquiera determina de manera única los campos fuera de la misma, lo que justifica el principio de Huygens-Fresnel.

ALGUNOS MISTERIOS SE DISIPAN, PERO OTROS PERSISTEN

La teoría de Maxwell despejó algunos de los misterios de la luz. Su interacción con los medios transparentes que atraviesa o las sustancias opacas que la absorben solo podía deberse al acoplamiento de los campos de la onda lumínica con las cargas eléctricas presentes en la materia. La naturaleza exacta de estas cargas no empezó a esclarecerse hasta el cambio de siglo, con el descubrimiento en 1897 del electrón por el inglés Joseph John Thomson. Sin embargo, ya en la década de 1870, el joven holandés Hendrik Lorentz explicó la reflexión y la refracción de la luz a través de un modelo en el cual las cargas eléctricas, presentes en esos medios, entraban

en movimiento oscilatorio por el efecto de las fuerzas electromagnéticas. En particular, su teoría, elaborada a partir de las ecuaciones de Maxwell, se vale del efecto de superposición para explicar el hecho de que la luz se propague a menor velocidad en un medio material que en el vacío.

Para describir el campo electromagnético transmitido por una lámina de un medio transparente y homogéneo, hay que sumar al campo incidente el que irradian las cargas que este ha puesto en movimiento. En la lámina, estas cargas oscilan a la frecuencia del campo incidente e irradian en la misma dirección un campo inducido que interfiere con la luz transmitida. Si la onda tiene una frecuencia que no coincide con la de absorción del medio, el campo inducido hacia delante con la misma polarización que el campo incidente presenta un desfase de 90º, o $\pi/2$ radianes. De acuerdo con el principio de superposición, el campo total viene descrito en el plano de Fresnel por la suma de un vector que representa el campo incidente y de un vector orientado en ángulo recto respecto al primero que representa el campo inducido en la lámina. Esta suma describe un campo total que, al atravesar el medio, ha acumulado un desfase mayor que el que habría adquirido si se hubiese propagado la misma distancia en el vacío. Esto quiere decir que tarda más tiempo en atravesar la lámina que un volumen igual de espacio vacío y, por tanto, que su velocidad de propagación es menor en la materia.

La birrefringencia de una lámina anisótropa se explica con el mismo modelo admitiendo que las cargas del medio vibran con amplitudes diferentes según sean estimuladas por un campo eléctrico que oscile en una u otra de dos direcciones ortogonales. Esto resulta en desfases diferentes de los campos transmitidos polarizados en ángulo recto uno respecto al otro y, por tanto, en dos índices diferentes en función de la orientación de esta polarización. Un modelo análogo explica cualitativamente el fenómeno de

la atenuación de la luz en un medio absorbente. En este caso, las cargas del medio entran en vibración de tal manera que emiten un campo en oposición de fase con la onda incidente. El resultado es un vector de Fresnel, suma del campo incidente y del inducido, menor que el del campo incidente: la lámina ha absorbido el campo y la intensidad transmitida ha disminuido. Así pues, la superposición de ondas y las interferencias son las claves explicativas de los fenómenos de propagación de ondas electromagnéticas en el vacío y en los medios materiales.

Aunque retiraron el velo que envolvía muchos de los misterios de la luz, las ecuaciones de Maxwell no resolvieron la cuestión del éter, cuyas extrañas propiedades simplemente se ampliaron para describir la escena en la que se desarrollaban todos los fenómenos electromagnéticos. Este medio hipotético indetectable debía ahora propagar, además de la luz, todo el espectro de ondas electromagnéticas invisibles cuya existencia predecían las ecuaciones y que los experimentadores iban descubriendo poco a poco. Como la teoría daba un valor fijo para la velocidad de las ondas electromagnéticas, fue natural admitir que el éter debía ser el medio privilegiado en el cual estas se propagaban con una celeridad cercana a los 300.000 km/s.

La Tierra, en su órbita alrededor del Sol, se desplazaba en el éter y, como consecuencia, las ondas electromagnéticas debían sentir los efectos del «viento de éter» resultante de este movimiento, pues este medio arrastraba la luz de la misma manera en que lo hacía la corriente de agua en el experimento de Fizeau. Los estudios que buscaban detectar los efectos de este arrastre obtuvieron, como veremos en el capítulo siguiente, un resultado negativo. El misterio no se resolvería hasta principios del siglo XX, con la teoría de la gravedad, que por fin haría desaparecer de la física el éter y sus propiedades contradictorias.

La historia de la luz en el siglo XIX ilustra de manera aún más impactante las características de la investigación científica que ya habían puesto de manifiesto los descubrimientos de los siglos XVII y XVIII. El carácter inesperado de ciertos hallazgos se percibe en la observación que hizo Malus de la polarización por reflexión vítrea. Un aspecto esencial del hecho de descubrir reside en la capacidad del científico de comprender la importancia de los indicios que el azar ha puesto en su camino. Así, Ørsted estudió sistemáticamente las propiedades de la misteriosa fuerza que su observación inicial había revelado, mientras que Romagnosi no lo hizo. Esto explica sin duda los diferentes destinos de sus trabajos: reconocido y celebrado para el primero, desconocido y controvertido en general para el segundo. También se puso de manifiesto la importancia de la precisión de las mediciones. Fueron las pequeñas diferencias entre las predicciones de la teoría ondulatoria y las de la corpuscular en lo relativo a las propiedades de polarización de los medios birrefringentes las que contribuyeron al triunfo de la primera. Estas diferencias hubieron de comprobarse mediante experimentos de óptica cada vez más precisos. El perfeccionamiento de los experimentos sucesivos de Foucault y de Fizeau para determinar la velocidad de luz ilustra asimismo esta búsqueda de la precisión.

En el siglo XIX, la complementariedad entre ciencia fundamental y ciencia aplicada se afianzó aún más que en épocas precedentes. A Fresnel, un ingeniero formado en una de las primeras promociones de la Escuela Politécnica, lo movía sin duda la curiosidad pura en sus trabajos fundamentales sobre las interferencias y la polarización de la luz, pero también buscó aplicar sus descubrimientos para construir dispositivos útiles, y durante largos periodos dejó en barbecho sus investigaciones fundamentales para dedicarse a proyectos prácticos. Inventó las lentes que llevan su nombre y que, durante mucho tiempo, equiparon los faros del

mundo entero, lo cual salvó la vida de numerosos marineros. Estas lentes, formadas por prismas de vidrio muy transparente dispuestos en coronas concéntricas, poseen una apertura muy grande y enfocan haces lumínicos mucho más potentes que las lentes clásicas, a pesar de que son mucho menos voluminosas. Las lentes de Fresnel eran planas y estaban fabricadas a base de estrías circulares concéntricas en discos de plástico, y se siguen utilizando hoy en día en distintos dispositivos, cámaras de fotos o proyectores de vídeo. Y se usan también para concentrar la luz solar sobre células fotovoltaicas o en cocinas solares.

Fuera de la óptica, las repercusiones de las investigaciones fundamentales fueron capitales en el dominio del electromagnetismo. Los descubrimientos de Faraday y de Maxwell condujeron al desarrollo de las industrias de la electricidad y las comunicaciones. El fenómeno de la inducción, descubierto por el primero, se utiliza en dinamos y alternadores que generan corrientes eléctricas mediante la rotación de imanes dentro de bobinas. Es así como la energía producida en las centrales térmicas o nucleares se transforma en último término en electricidad. En sentido inverso, los motores que convierten la energía eléctrica en trabajo mecánico también son consecuencia directa de los descubrimientos de Faraday. Su fenómeno de la inducción se aplica asimismo en los transformadores que acoplan las corrientes en dos bobinas que se influyen la una a la otra para subir o bajar la tensión eléctrica en los circuitos industriales y las líneas eléctricas. Con toda seguridad, el inglés no imaginó todas las aplicaciones de sus descubrimientos, aunque sí vislumbró su potencial. Se cuenta que cuando Gladstone, ministro de Hacienda, le preguntó para qué podían servir sus trabajos, Faraday respondió: «Algún día, señor, cobrará impuestos por ellos».

En cuanto a las aplicaciones de las ondas electromagnéticas, no es

necesario insistir sobre su importancia práctica. Las ondas de radiofrecuencia, descubiertas por Hertz, sirven hoy para transmitir el grueso de la información de la radio y de los teléfonos móviles. En el otro lado del espectro, los rayos X de Röntgen desempeñan un papel esencial en medicina y en numerosos aparatos usados para explorar las propiedades de la materia. Cuando, en el siglo XX, la física cuántica permitió comprender la naturaleza profunda de las interacciones entre materia y radiación, surgieron otras aplicaciones de las ondas electromagnéticas, dependientes en buena medida de la invención del láser.

La relación entre ciencia fundamental y tecnología es de doble sentido. La primera es esencial para el desarrollo de la segunda, y a la inversa, y la historia de la luz en el siglo XIX ofrece múltiples ejemplos de ello. La medición en la Tierra de la velocidad de la luz, que retomó una vieja idea de Galileo, solo fue posible porque la tecnología había hecho avances gigantescos, con lo cual permitía generar y detectar pulsos lumínicos de una duración del orden de microsegundos, algo inimaginable en el siglo XVII. Los mecanismos de relojería y de turbina para hacer girar los espejos en rápida rotación y los cuentavueltas utilizados por Fizeau y Foucault no podrían haberse concebido dos siglos antes. Los dispositivos interferométricos, inventados para medir longitudes de onda con precisión, fueron utilizados por Fizeau para demostrar el efecto de arrastre de una corriente de agua sobre la velocidad de la luz. A finales del siglo tendrían un papel esencial para explorar las misteriosas propiedades del hipotético éter. Fueron también los avances que experimentaron los detectores de luz visible, así como la infrarroja y la ultravioleta, los que, en el cambio de siglo, permitieron realizar las precisas mediciones de la radiación térmica que despejaron el camino hacia la física cuántica.

Debe destacarse otro aspecto, más sutil, de la relación entre tecnología y

ciencia fundamental en el decisivo enfoque de Maxwell. Su familiaridad con los dispositivos mecánicos de las máquinas de la Revolución Industrial proporcionó a su intuición una base concreta que le resultó de enorme ayuda en la elaboración de su teoría del electromagnetismo. La descripción de ella que di en páginas anteriores es una visión moderna, despojada del andamiaje mecanicista imaginado por Maxwell para llegar a sus famosas ecuaciones. Este construyó un modelo del éter electromagnético basado en celdas hexagonales separadas por ruedas que giraban libremente y las arrastraban por fricción en un movimiento de rotación. La velocidad de traslación de las ruedas que circulaban entre los hexágonos representaba la corriente, mientras que la rotación de las celdas hacía las veces del campo magnético. En cuanto al campo eléctrico, era proporcional a la fuerza que las celdas ejercían sobre las ruedas, impulsando su circulación. El par que esta fuerza ejercía sobre los hexágonos era, de acuerdo con las leyes de la mecánica, igual a la variación por unidad temporal de la velocidad de rotación de las celdas. La expresión de esta relación, que ligaba el campo eléctrico que aparecía en un circuito con la variación de un campo magnético, reflejaba, en lenguaje mecanicista, la ley de Faraday. Analogías de esta misma naturaleza llevaron a Maxwell a añadir a las ecuaciones de Ampère el término proporcional a la derivada del campo eléctrico que restablecía la simetría entre los campos eléctrico y magnético en sus ecuaciones. El museo de ciencias del Laboratorio Cavendish, en Cambridge —que Maxwell dirigió hasta el final de su vida—, expone en una vitrina el complejo dispositivo que hizo construir a los mecánicos de su laboratorio para dar una forma concreta a su teoría del electromagnetismo. El éter, que quería representar mediante esta ingeniosa construcción, ha desaparecido de la física, mientras que las ecuaciones de Maxwell sobreviven como joyas desprendidas de la ganga en la que fueron descubiertas.

En definitiva, la historia de la luz en el siglo XIX confirma lo que las centurias precedentes ya nos habían enseñado. La ciencia es una e indivisible, los descubrimientos son a menudo el resultado de la conjunción de informaciones obtenidas en diversos campos del conocimiento, y la verdad aparece en la confluencia de investigaciones en apariencia dispares. La óptica, la astronomía y la medición de la Tierra avanzaron juntas hasta el Siglo de las Luces, cuando, hace ciento cincuenta años, se les sumaron la electricidad y el magnetismo. A menudo, un mismo científico participó en distintos campos, antes incluso de que se reconociese la convergencia de todos ellos. Este fue el caso de Arago, que alentó a Fresnel, Foucault y Fizeau en sus trabajos sobre la luz, y a Ampère en sus investigaciones sobre el electromagnetismo, o de Biot, que se hizo famoso por sus estudios sobre la polarización de la luz y sobre las fuerzas entre corrientes eléctricas. Faraday es otro ejemplo: junto a sus investigaciones fundamentales sobre la inducción eléctrica, descubrió el efecto de rotación del plano de polarización de la luz cuando esta se propagaba a través de un medio sometido a un campo magnético, que ahora se conoce como efecto Faraday. Todos estos avances se beneficiaron también de los progresos en las matemáticas, que permitieron calcular y modelizar efectos cada vez más complejos. El trabajo de Joseph Fourier fue esencial, pero también el de muchos otros matemáticos, como Gauss, Hamilton y Green, por citar solo algunos.

La conjunción entre las distintas ciencias fue incluso más allá de la física. Los trabajos de Galvani sobre el efecto fisiológico de las corrientes son los precursores de la investigación actual en neurobiología, que utiliza las técnicas propias de la física, ciertamente más sofisticadas que las del médico italiano a finales del siglo XVIII, para explorar las propiedades del cerebro. También puede decirse que la pila de Volta, al abrir el camino al

estudio de la electrólisis, fue la precursora de la química moderna. Fue utilizando una de las primeras pilas como Humphry Davy, jefe del joven Faraday, descubrió varios elementos químicos en la Royal Institution, donde iniciamos este viaje por la historia de la luz en el siglo XIX.

Física, biología y química tuvieron otro punto en común, histórico más que científico. Fue durante la década transcurrida entre 1859 y 1869 cuando se anunciaron descubrimientos fundamentales que revolucionaron estos tres dominios: Darwin publicó su tratado sobre la evolución de las especies en 1859, Maxwell su artículo sobre la teoría del electromagnetismo en 1864 y Mendeléyev su nota sobre la clasificación periódica de los elementos en 1869. Podemos afirmar, sin exagerar, que fue en esta maravillosa década, hace ciento cincuenta años, cuando nació lo esencial de toda la ciencia moderna. En lo tocante a la luz, este nacimiento iba a tener, como veremos, consecuencias imprevistas.

4

Las dos nubes de lord Kelvin

Una de las conferencias más célebres jamás pronunciadas en el anfiteatro tapizado de terciopelo rojo de la Royal Institution de Londres fue sin duda la que el eminente físico inglés lord Kelvin dedicó, en abril de 1900, a las dos nubes negras que oscurecían el cielo de la física de finales del siglo XIX. Su exposición comenzó con esta frase:

> La belleza y la claridad de la teoría dinámica, que establece que el calor y la luz son modos del movimiento, se ven actualmente ensombrecidas por dos nubes negras.

La primera de estas nubes tenía que ver con el éter, el medio en el cual debía propagarse la luz, cuyas paradójicas propiedades ya hemos mencionado. La segunda estaba relacionada con el reparto de la energía entre los distintos grados de libertad en un sistema en equilibrio termodinámico. La existencia de la primera nube la había revelado el resultado negativo del experimento de Michelson, que trataba de medir la velocidad de la Tierra con respecto al éter. La segunda se refería a un resultado absurdo que se obtenía cuando los físicos intentaban calcular, a partir del principio de equipartición de la energía, las propiedades espectrales medidas recientemente de la radiación de los cuerpos calientes.

El año de la conferencia de lord Kelvin fue el de la gran Exposición Universal de París, donde se manifestó de manera impresionante la fe en los éxitos de la ciencia y en los avances tecnológicos que aquellos anunciaban.

Los visitantes —caballeros con bombín o sombrero de copa y damas con miriñaque— podían desplazarse entre los pabellones sobre las pasarelas móviles que Courteline inmortalizó en una de sus obras breves de teatro. Todos estaban asombrados ante las innovaciones presentadas por las potencias de la época, que rivalizaban entre ellas por exponer los avances más espectaculares de sus industrias. Las postales editadas en Francia y en Alemania con ocasión de la exposición describían el mundo soñado del año 2000. Por ejemplo, una mostraba cómo, un siglo más tarde, usaríamos la radiactividad para calentarnos; un simple pedazo de radio irradiaría su calor en el hogar y ya no habría necesidad de leña ni de carbón. Otras postales hacían predicciones a partir de tecnologías novedosas, como el teléfono o el cinematógrafo, pero distaban mucho de prever lo que el siglo XX nos trajo; la electrónica, los ordenadores, el láser, el GPS o la resonancia magnética eran inimaginables en 1900.

La época de despreocupación, que Stefan Zweig llamó con nostalgia «el mundo de ayer», llegaba a su fin y no podía concebir las tecnologías del siglo XX que multiplicaron enormemente nuestros medios de comunicación, de información y de actuación sobre el mundo. Estas tecnologías fueron el producto de dos teorías fundamentales de la física que emergieron durante el primer cuarto del nuevo siglo, cuando las dos nubes de lord Kelvin acabaron por disiparse. La primera anunciaba la teoría de la relatividad; la segunda, la física cuántica. Estas dos teorías revolucionarias, nacidas de los interrogantes sobre las propiedades paradójicas de la luz, cambiaron nuestra concepción del mundo de una manera tan profunda como en el siglo XVI lo había hecho la revolución copernicana.

Recordemos el contexto en el que nacieron estas teorías. Los últimos años del siglo XIX fueron particularmente fecundos para la ciencia y la tecnología. Los años de paz relativa antes de los grandes conflictos del siglo

XX fueron testigos de un espectacular desarrollo económico tanto en Europa como en Estados Unidos, que se beneficiaron de los grandes avances científicos del siglo que tocaba a su fin. El aprovechamiento de las leyes de la termodinámica había hecho posible el desarrollo de barcos y locomotoras de vapor, lo cual redujo en gran medida la duración de los viajes por tierra y por mar, y favoreció los intercambios comerciales. El motor de combustión interna vio la luz con los primeros automóviles, que enseguida sustituyeron a los caballos para el transporte en las ciudades. Los hermanos Wright trabajaron en secreto en la construcción de su primer avión. El descubrimiento de las leyes del electromagnetismo revolucionó el mundo industrial al introducir los motores y la iluminación eléctricos. Las comunicaciones experimentaron un progreso fulgurante con la invención del teléfono y los primeros intentos de radiotransmisión utilizando las ondas hercianas.

El descubrimiento de los rayos X por Röntgen en 1896 junto al de la radiactividad por Becquerel y el matrimonio Curie en 1898, tuvieron gran repercusión en la prensa popular y enseguida fueron objeto de especulación en cuanto a su posible aplicación (la postal del radio en la chimenea es un ejemplo de ello). Los primeros premios Nobel de Física, que recayeron en Röntgen en 1901, Hendrik Lorentz y Pieter Zeeman en 1902, y en los Curie y Becquerel en 1903, fueron ampliamente comentados, lo que reflejaba un entusiasmo público por la ciencia que iba más allá del estrecho círculo de la comunidad científica de la época.

Este colectivo, limitado a unas pocas decenas de expertos, compartía en gran medida el optimismo y el entusiasmo del hombre de la calle. Los avances de la ciencia fundamental daban la impresión de que los grandes misterios de la naturaleza se habían resuelto. Maxwell había logrado para el electromagnetismo y la luz lo que Newton había conseguido, dos siglos

antes, para la mecánica y la gravitación: explicar fenómenos aparentemente dispares mediante una teoría unificada. La mecánica y el electromagnetismo se completaron con la termodinámica, que culminó en los trabajos de Gibbs y de Boltzmann, que precisaron los conceptos de energía y entropía. Estos conocimientos fundamentales condujeron a una industrialización que iba a beneficiar a todos. Los progresos de la experimentación habían desvelado nuevos fenómenos con el descubrimiento de las ondas de radio, del electrón, del efecto fotoeléctrico, de los rayos X y de la radiactividad. Sin embargo, la mayoría de los científicos pensaba que estos descubrimientos encontrarían una explicación en el marco de las teorías clásicas ya establecidas. No tardaría en demostrarse lo equivocados que estaban.

Aunque lord Kelvin había señalado las dos direcciones desde donde iban a llegar los grandes cambios, no sospechaba la importancia que estos tendrían. Sin duda, debió de pensar que esas dos nubes pronto dejarían paso a un cielo en calma y que la tormenta que anunciaban sería pasajera. Como refleja la frase citada al principio de este capítulo, lord Kelvin estableció una relación entre los problemas del calor y los de la luz al considerar que ambos formaban parte de una «teoría dinámica del movimiento». Había que entender que el calor está asociado al movimiento de las partículas que componen la materia y se transmite al movimiento de las ondas electromagnéticas, que se propagan en el éter que la bañan.

Lo que lord Kelvin sí hizo notar, más allá de su metáfora atmosférica, fue la aparición de contradicciones internas entre las teorías que a finales del siglo XIX se habían impuesto en la física clásica. El experimento de Michelson mostraba que la teoría de la luz de Maxwell no cumplía el principio de la relatividad del movimiento galileano. Más grave aún era que las ecuaciones de Maxwell, combinadas con la equipartición de la energía,

uno de los dogmas de la termodinámica clásica, conducían a un modelo absurdo, incapaz de describir las propiedades más evidentes del espectro de la luz emitida por los cuerpos calientes. La resolución de estos problemas iba a reemplazar los postulados newtonianos por nuevos principios que, en el siglo XX, permitirían a la física explorar los mundos de lo infinitamente pequeño y de lo infinitamente grande. Para ello sería necesario derribar conceptos muy arraigados en la mente de los físicos de principios de siglo sobre el tiempo y el espacio, la masa y la energía, el determinismo y el azar.

La luz desempeñó un papel esencial en esta revolución de la física. Resolver los misterios que se ocultaban tras las nubes de lord Kelvin no solo iba a permitir entender la luz desde una nueva perspectiva, sino que se aplicaría al conjunto de los fenómenos de la física, al alterar de manera radical el escenario en el que los físicos observaban el mundo. La simbiosis entre teoría y experimentos, entre la investigación *blue sky*, basada en la pura curiosidad, y el progreso tecnológico, tuvo también un papel determinante en esta revolución, como ya había ocurrido a lo largo de los siglos anteriores. Fueron decisivos los avances en la instrumentación, los detectores de radiación como los bolómetros, que miden los intercambios de calor entre la luz y la materia, o los basados en el efecto fotoeléctrico, que acababa de descubrirse. Los progresos de los interferómetros, capaces de medir minúsculos desplazamientos de las franjas de interferencia, tuvieron asimismo un papel importante. Y, como siempre, también intervino la fortuna.

Afortunada fue sin duda en nuestra historia la llegada a la oficina de patentes de Berna de un joven empleado dotado de una genial intuición, que en pocos años se vio propulsado al firmamento de la física. A principios del siglo XX, Albert Einstein orquestó los grandes cambios desencadenados por la teoría de la relatividad y la teoría de los cuantos. La impronta que dejó en

la física moderna fue tan profunda que prácticamente no hay ningún descubrimiento o invento desde hace más de un siglo que no lleve de una u otra manera a referirse a él. La prueba de su genio reside también en los grandes interrogantes sobre el universo que siguen aún sin respuesta, y que a menudo él contribuyó a formular. Por supuesto, Einstein no estuvo solo en esta historia, que reunió a un gran número de científicos notables, pero lo situaré en el centro para dar unidad a este relato y describiré la física a través del prisma de su pensamiento.

MICHELSON Y EL ENIGMA DEL ÉTER

Comencemos por la primera nube de lord Kelvin. Mediante una serie de experimentos realizados entre 1881 y 1887, el físico estadounidense Michelson, con la ayuda de su compatriota Morley, había intentado medir la velocidad de la Tierra respecto al éter luminífero, que es como se conocía el medio en el cual se suponía que la luz se propagaba a la velocidad *c* de 300.000 km/s. El experimento, análogo al que Fizeau había llevado a cabo en 1852 para medir la velocidad de la luz en un líquido en movimiento, hizo uso de un interferómetro especial construido por Michelson y que ahora lleva su nombre.

Un haz lumínico se dividía en dos brazos mediante un divisor semirreflectante, creando dos haces que se propagaban formando un ángulo recto entre sí hacia dos espejos que enviaban la luz de vuelta hacia el divisor de haz, donde interferían en el haz recombinado. Cuando el interferómetro se ajustaba con precisión, de manera que los frentes de onda procedentes de los dos brazos coincidiesen a la perfección, idealmente debía observarse más allá del divisor de haz, en el canal de salida ortogonal

al de entrada, un color uniforme, brillante cuando la diferencia entre los trayectos de cada brazo era igual a un número entero de longitudes de onda y oscuro cuando dicha diferencia correspondía a un número impar de semilongitudes de onda.

Si se desalineaba ligeramente uno de los dos haces, al girar en un pequeño ángulo uno de los espejos, el color uniforme se convertía en una figura de franjas paralelas que se desplazaban cuando uno de los espejos se trasladaba a lo largo de la dirección del haz que reflejaba. El desplazamiento de las franjas correspondía a una interfranja cuando la diferencia de trayecto variaba una longitud de onda. Y hacía posible medir con gran precisión la diferencia entre los trayectos de los haces que se propagaban en direcciones ortogonales o, lo que viene a ser lo mismo, la diferencia entre los tiempos de recorrido de la luz en esas dos direcciones. El dispositivo estaba colocado sobre una mesa óptica que flotaba en un baño de mercurio, lo que permitía orientarlo de tal manera que el haz lumínico incidente formase un ángulo ajustable con la dirección de desplazamiento de la Tierra en su órbita alrededor del Sol.

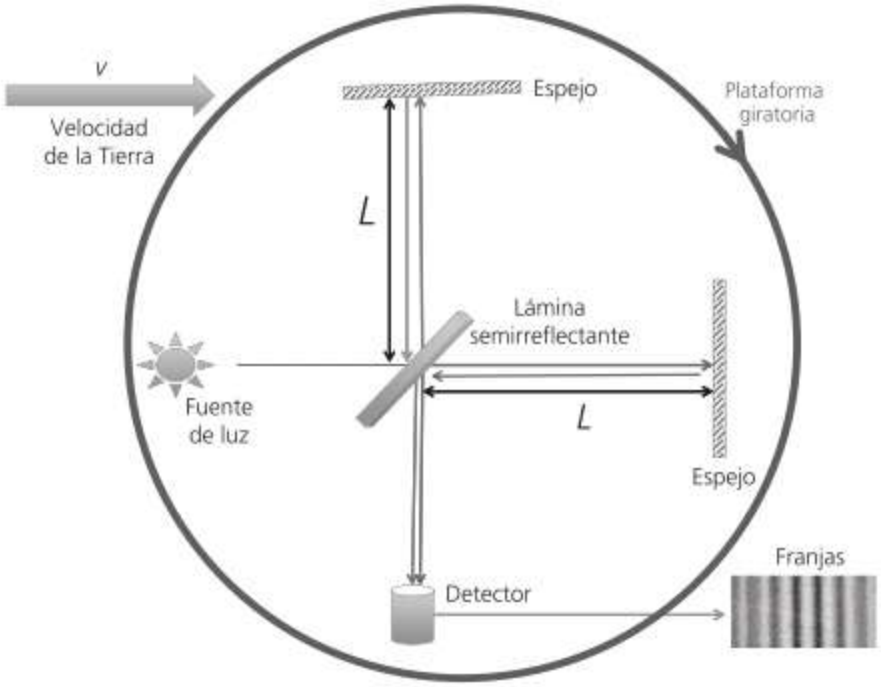


FIGURA 4.1. Diagrama del experimento fallido de Michelson-Morley. La diferencia entre los tiempos de ida y vuelta de la luz a lo largo de los dos brazos del interferómetro debería variar entre $+(L/c)(v^2/c^2)$ y $-(L/c)(v^2/c^2)$ a medida que la base del aparato gira y se intercambian los brazos paralelos y perpendiculares a la dirección de la velocidad de la Tierra en su órbita. En el experimento real, mediante conjuntos adicionales de espejos que reflejaban la luz varias veces a lo largo de los brazos del interferómetro, se alcanzó para L un valor efectivo de once metros. No se observó el desplazamiento inducido por el esperado «viento de éter», igual a 0,4 interfranjas.

La velocidad v de nuestro planeta en su órbita, del orden de 30 km/s, es aproximadamente una diezmilésima parte de la velocidad c de la luz. Suponiendo que la Tierra se desplazaba en el éter y aplicando la ley de composición de velocidades de Galileo, Michelson esperaba que la luz se propagase a lo largo del brazo paralelo a la dirección en que orbita la Tierra con una velocidad $c - v$ al ir del divisor de haz hacia el espejo y $c + v$ al ser reflejada y volver hacia el divisor. La velocidad relativa respecto al sistema de referencia del interferómetro, primero disminuida por la velocidad v de

la Tierra en su órbita y a continuación, después de la reflexión, aumentada en la misma medida, era en una primera aproximación y en promedio la misma que si *v* fuera igual a 0. Esto es tan solo una aproximación de primer orden en *v/c*. Un cálculo muy sencillo muestra que, de hecho, la luz viajaba ligeramente más lenta en el recorrido de ida y vuelta que si la Tierra estuviese inmóvil, como consecuencia de un tiempo de propagación de $(2L/c)/[1 - (v/c)^2]$, donde *L* era la longitud del brazo del interferómetro. Este tiempo de propagación era un poco más largo que el que se observaría para un interferómetro inmóvil en el éter, $2L/c$, respecto al cual el retardo sería aproximadamente igual a $(2L/c)(v^2/c^2)$.

El interferómetro permitía comparar este retardo con el que la luz experimentaba en su otro brazo, orientado en dirección perpendicular a la velocidad de la Tierra. Mientras que la onda lumínica recorría este brazo, el espejo y el divisor se desplazaban a la velocidad *v* en una dirección normal al movimiento de la luz, lo cual alargaba el trayecto que esta debía recorrer en una cantidad fácil de calcular con ayuda del teorema de Pitágoras. El tiempo de propagación resultante para el trayecto de ida y vuelta entre el divisor y el espejo era de $(2L/c)/\sqrt{[1 - (v/c)^2]}$, que difería de $2L/c$ en una cantidad aproximadamente igual a la mitad de la diferencia en el otro brazo. Por tanto, Michelson esperaba que, cuando un brazo del interferómetro estuviese orientado en la dirección del movimiento de la Tierra, la diferencia entre los tiempos de propagación de la luz a lo largo de los dos brazos fuese igual a $(L/c)(v^2/c^2)$. Para incrementar esta diferencia, juegos de espejos adicionales replegaban los haces a lo largo de los brazos del interferómetro hasta que alcanzaban una longitud efectiva de once metros. La diferencia esperada entre los trayectos era del orden de 10^{-7} metros, esto es, dos décimas partes de longitud de onda. El desplazamiento debería alcanzar cuatro décimas de interfranja cuando Michelson giraba el

dispositivo 90º para intercambiar la dirección de los dos brazos respecto a la de la velocidad de la Tierra en el éter.

Pero el experimento no reveló ningún desplazamiento de la franja. La medición se repitió en distintas estaciones del año, a lo largo de varios años, lo que correspondía a diferentes direcciones del movimiento de la Tierra en el supuesto éter, siempre con un resultado negativo que sumió a la comunidad científica en la perplejidad. Parecía como si el éter siempre acompañase a la Tierra en su órbita, perfectamente arrastrado de manera rígida, sin que jamás se sintiese ese «viento de éter» que el experimento tendría que haber medido.

Una explicación ingeniosa de este resultado negativo, que se mencionó en la conferencia de lord Kelvin, fue propuesta de forma independiente por el físico irlandés George FitzGerald y por Hendrik Lorentz, el joven holandés a quien ya conocemos del capítulo anterior. Ambos propusieron que la interacción de la materia del interferómetro con el éter conducía a una contracción de las longitudes materiales en la dirección del movimiento en una cantidad que compensaba exactamente el incremento en el desfase lumínico esperado. Este efecto, que se introdujo de manera arbitraria para intentar salvar al éter, regresaría con una nueva interpretación unos años más tarde en el marco de la teoría de la relatividad de Einstein, pero, en esa ocasión, el éter desaparecía del mapa.

EINSTEIN ENTRA EN ESCENA: EXPERIMENTOS MENTALES

Parece ser que el joven físico alemán se planteó la cuestión de la velocidad de la luz de manera puramente teórica, sin que el experimento de Michelson lo hubiese marcado demasiado. Se dice que cuando, siendo aún adolescente,

tuvo conocimiento de la teoría de Maxwell, se preguntó qué ocurriría si pudiésemos volar a una velocidad cercana a la de la luz, no a 30 km/s como la Tierra alrededor del Sol, sino una velocidad mil o diez mil veces mayor. ¿Veríamos entonces cómo el rayo luminoso iba mucho menos rápido? ¿Sería concebible alcanzarlo, surfear sobre la onda lumínica y verla inmóvil? Claramente, algo no funcionaba con las ecuaciones de Maxwell cuando se abordaban de esta manera. Ver el campo eléctrico o magnético de la luz como estático abocaba a un resultado absurdo; son, en efecto, las variaciones temporales de ambos las que les permiten sostenerse mutuamente. Sin variación del campo eléctrico, ya no es posible entender cómo podría surgir un campo magnético, y sin variación de este último tampoco se entiende la existencia del primero.

Esta fantasía de la carrera con la luz mostró claramente que las ecuaciones de Maxwell dejaban de ser válidas si se cambiaba de sistema de referencia conservando las nociones clásicas del espacio y el tiempo, esto es, utilizando las reglas de transformación de coordenadas de la mecánica clásica, que postulan que los intervalos de tiempo y las distancias espaciales son idénticos para todos los observadores que se mueven a velocidad constante los unos respecto a los otros.

La solución que Einstein encontró para este enigma, que expuso en su célebre artículo de 1905 titulado «Sobre la electrodinámica de los cuerpos en movimiento», es —dicho sin pretender jugar con las palabras— absolutamente luminosa. Su respuesta a la pregunta de si podríamos dar alcance a la luz fue un sencillo no. Este postulado de imposibilidad es el punto de partida de la teoría de la relatividad especial. A Einstein le bastó con extender a las leyes del electromagnetismo el principio de la relatividad del movimiento enunciado en el siglo XVII por Galileo, que había planteado que las leyes de la mecánica debían expresarse de la misma manera en

todos los sistemas de referencia que se muevan a velocidad constante unos respecto de otros. Estos sistemas de referencia se denominan galileanos o inerciales, porque en ellos se aplica la ley de la inercia de Newton. Todo cuerpo, cuando no actúa sobre él ninguna fuerza, se propaga en estos sistemas en línea recta y con una velocidad constante. Como ya se ha dicho, el principio galileano se verifica a diario en los trenes, barcos y aviones en movimiento uniforme. Un pasajero no puede, sin mirar al exterior, saber si se mueve o no. Todos los experimentos de mecánica que pueda realizar, como lanzar una bola al aire o verter líquido en una taza, dan el mismo resultado que si los hiciese inmóvil respecto a la Tierra.

Einstein generalizó este principio al aplicarlo al electromagnetismo y, más tarde, a toda la física. Es lo que se conoce como el postulado de la relatividad «especial», para precisar que se limita a la descripción de las leyes de la física en los sistemas de referencia galileanos o inerciales. Más adelante, la relatividad general, a diferencia de la versión especial, se desprendería de esta restricción. Por ahora, y mientras no haya confusión posible, para aligerar la lectura omitiremos la calificación de «especial» y hablaremos simplemente del postulado de relatividad.

Así pues, este postulado impone que la física debe expresarse mediante ecuaciones idénticas en todos los sistemas de referencia galileanos. Las ecuaciones de Maxwell dan para la luz una velocidad c = 300.000 km/s. Y esta debe ser la misma en todos los sistemas de referencia para que no podamos saber, al medirla, si nos estamos moviendo o no respecto a un sistema de referencia privilegiado. Dicho de otro modo, la constancia de esta velocidad es una ley de la física, que debe por tanto observarse en todos los sistemas de referencia inerciales. Así como, según Galileo, no existe el movimiento absoluto, tampoco puede haber un sistema de

referencia inercial privilegiado en el cual las ecuaciones de Maxwell sean válidas y otros en los que estas adoptarían una forma diferente.

Este postulado conlleva consecuencias fundamentales: la ley de adición de las velocidades de la física newtoniana, basada en la existencia de un tiempo universal y de distancias espaciales idénticas para todos los observadores, ya no puede aplicarse, puesto que la velocidad de la luz no se suma ni se resta a ninguna otra. Renunciar a esta ley equivale a admitir que el tiempo medido por un observador depende del sistema de referencia en el que se encuentre este, y a reconocer que las variables de tiempo y espacio están íntimamente relacionadas entre sí.

Para llegar a estas ideas revolucionarias, Einstein no llevó a cabo experimentos reales, como Michelson y Morley. En su pequeño despacho de la oficina de patentes de Berna, el joven físico de veintiséis años imaginó experimentos virtuales, experimentos mentales, que le permitieron exponer de manera simple el postulado de la relatividad y extraer todas sus consecuencias lógicas. Comparó un mismo fenómeno luminoso tal y como se describe tanto para un observador situado en el andén de una estación virtual como para un viajero embarcado en un vagón de un tren que pasa junto a ese andén a velocidad constante. Para que los efectos que Einstein estudiaba fueran verdaderamente observables, el tren virtual tendría que moverse a una velocidad enorme, cercana a la de la luz, pero este detalle no le parecía de gran importancia. Lo esencial era que estos experimentos mentales le permitieran establecer unos principios fundamentales, aunque no dejase de ser difícil ponerlos a prueba mediante exámenes realistas.

El primer resultado al que se llega al imaginar un experimento de este tipo es a que la noción de simultaneidad, considerada como «evidente» en física clásica, deja de serlo en la teoría de la relatividad. La cuestión de la simultaneidad de dos sucesos no se plantea si estos se producen en un

mismo lugar. Un observador que realiza un experimento en el tren no tiene más que comprobar la coincidencia de los dos sucesos mirando la posición precisa de la aguja de su reloj (por aquel entonces aún no había relojes digitales). Otro observador situado en el andén solo podría constatar esta simultaneidad local. De manera similar, si un suceso tiene lugar antes o después que otro y en un mismo punto del tren (coincidiendo con dos posiciones distintas de la aguja del reloj del observador dentro del vagón), el observador sobre el andén debe ver el mismo orden temporal, pues lo contrario supondría un grave problema de causalidad. Hasta aquí, nada demasiado sorprendente.

La sorpresa llegó cuando Einstein se interesó por la noción de simultaneidad entre dos sucesos que se producían en *dos lugares diferentes* del espacio. Para constatarla, propuso vincular ambos sucesos mediante señales luminosas observadas a la misma distancia de los dos lugares. Si llegaban al mismo tiempo a un observador, este diría que los sucesos eran simultáneos. Esto sería consecuencia del hecho de que la velocidad de la luz, al ser constante para él (como para cualquier observador en un sistema de referencia galileano), ha tardado lomismo en recorrer la distancia que lo separa de los dos sucesos equidistantes.

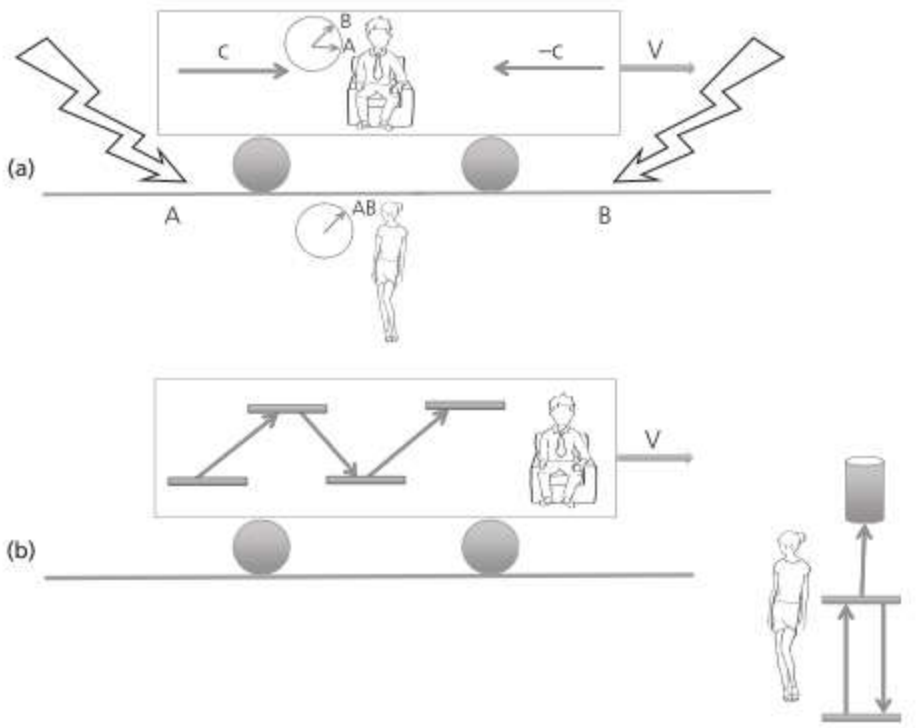


FIGURA 4.2. Experimentos mentales del tren relativista. (a) Para Alice, que observa desde el andén, el rayo cae simultáneamente en los extremos anterior y posterior del tren. Para Bob, el pasajero, el rayo se produce antes en la parte delantera del tren que en la trasera. (b) Desde la perspectiva de Alice, el ritmo de los pulsos lumínicos del reloj de Bob es más lento que el de su propio reloj. De esto deduce que el tiempo de Bob transcurre más lentamente que el suyo.

Einstein imaginó entonces una coincidencia de sucesos sencilla, aunque altamente improbable. Cuando un tren atraviesa una estación, y los extremos anterior y posterior pasan delante de los puntos A y B del andén, cae un rayo en cada uno. Una observadora, que llamaremos Alice, permanece inmóvil en la estación a la misma distancia de A que de B; percibirá los dos relámpagos en el mismo instante, y concluirá que los dos rayos son simultáneos. Un pasajero, que llamaremos Bob, sentado en el tren a igual distancia de sus extremos delantero y trasero, observa los mismos sucesos. Para Alice, que está en el andén, el relámpago emitido en el punto

B llega hasta Bob antes que el procedente de A, ya que él se desplaza de A hacia B, mientras la luz se propaga con la misma velocidad en ambos sentidos. Bob, que detecta los dos destellos desde un único punto, llega evidentemente a la misma conclusión. Solo puede concluir que el rayo en B se produjo antes que en A, puesto que, en su sistema de referencia, la velocidad de la luz es igual a *c* con independencia de cuál sea la dirección de propagación de esta. Y su punto de vista es tan válido como el de Alice, para quien ambos relámpagos ocurrieron en el mismo instante.

Un experimento mental análogo, descrito por Einstein en un artículo posterior, le permitió deducir la relatividad de los intervalos de tiempo medidos por dos observadores que se mueven uno respecto al otro. Imaginó un reloj compuesto por dos espejos horizontales paralelos entre los cuales un pulso lumínico muy breve rebota en sentido vertical. Uno de los espejos, ligeramente transparente, deja pasar una pequeña fracción de la luz, que es medida por un detector situado en el exterior de la cavidad. A cada bucle de ida y vuelta de la luz entre los espejos corresponde un clic del detector, que materializa así el tictac del reloj. Conociendo la distancia *L* entre los espejos y sabiendo que la velocidad de la luz es constante, con independencia de cuáles sean su dirección de propagación y el sistema de referencia galileano respecto al que se mida, el intervalo entre dos clics permite obtener una medición precisa del tiempo.

Supongamos que Alice, en el andén, y Bob, en el tren en movimiento uniforme, disponen de dos de estos relojes ópticos idénticos, que sincronizaron inicialmente antes de que él se subiera al tren. ¿Cómo serán sus respectivas mediciones del tiempo? Pongámonos de nuevo en el lugar de Alice. Desde su punto de vista, los pulsos lumínicos que rebotan en el tren verticalmente entre los espejos recorren un trayecto oblicuo, más largo que el que cubre la luz en el reloj que está en reposo junto a ella en el

andén. Puesto que la velocidad de la luz es la misma en ambos sistemas de referencia, sea cual sea el reloj en el cual se mide su tiempo de propagación, los clics del detector de Bob se suceden para Alice a un ritmo más lento que los que cuenta ella con su reloj en el andén. Así pues, no solo la noción de simultaneidad es relativa al observador, sino también la medición de los intervalos de tiempo. El tiempo medido por el reloj que se desplaza a velocidad constante respecto a Alice transcurre más lentamente que el que mide el reloj asociado a su sistema de referencia.

La objeción que se le podía plantear a Einstein era que había elegido un tipo de reloj particular, basado en un fenómeno óptico, y quizá esta dilatación de los tiempos solo se le aplicaba a él. Dicho de otro modo, podía ser que la relatividad del tiempo así medido no reflejase más que las propiedades de un fenómeno particular y no tuviera por qué aplicarse a otros sucesos físicos, por ejemplo, un ritmo biológico como los latidos del corazón del pasajero, la sucesión de sus movimientos en el tren o incluso su longevidad. Einstein respondió a este argumento con una lógica irrefutable, basándose simplemente en el principio de relatividad tal y como él lo había anunciado. Completó el experimento mental imaginando que los dos amigos, además de sus relojes ópticos, habían sincronizado también dos relojes de naturaleza totalmente distinta, como, por ejemplo, dos cronómetros mecánicos que contaban las oscilaciones de un resorte. Bob estaba entonces en posesión de dos relojes, el óptico y el mecánico. Si constataba que los dos instrumentos batían a frecuencias diferentes, concluiría, sin tener que mirar por las ventanas del tren, que era él quien se desplazaba respecto al andén, lo cual entraría en contradicción con el principio de relatividad. Por tanto, para que dicho principio se cumpliese era necesario que el reloj óptico y el mecánico indicasen el mismo tiempo. Visto desde el andén, ambos relojes se ralentizan en idéntica medida y lo

mismo ocurre con todo fenómeno que dependa del tiempo, ya sea óptico, mecánico o incluso biológico. Dicho de otra manera, no es la evolución de los relojes la que se modifica cuando se desplazan, ¡sino el propio tiempo el que cambia!

En una conferencia sobre la relatividad que pronunció en Bolonia en 1911, el físico francés Paul Langevin, amigo de Einstein, dio un giro espectacular a este experimento mental. Imaginó dos gemelos que se separaban cuando uno subía a un cohete para hacer un largo viaje por el espacio a una velocidad próxima a la de la luz, mientras que el otro permanecía en la Tierra. A su vuelta, el gemelo viajero habrá contado un número de tictacs en todos sus relojes, óptico, físico y biológico, menor que el de los contados por su gemelo, que permaneció en nuestro planeta. Por lo tanto, ¡será más joven! La relatividad permite esta clase de viajes en el tiempo, que hacen posible que uno de los gemelos viaje al futuro del otro. Parece algo muy paradójico, pero la conclusión es inevitable si se admite el único postulado de la relatividad.

Para convencerse de este resultado, hay que superar una objeción. ¿Por qué no podría decirse igualmente que es el gemelo que se quedó en la Tierra el que se desplazó en relación al cohete y que, por tanto, es su reloj el que se ralentizó respecto al de su hermano? De ser así, quien habría envejecido más sería este último. Para evitar esta contradicción, ¿no habría que admitir, haciendo una especie de media, que el tiempo solo ha podido transcurrir de la misma manera para los dos gemelos? Este argumento tan tranquilizador para la física clásica no se sostiene, porque los gemelos no se encuentran en posiciones simétricas. Tras sincronizar sus instrumentos, el primero permaneció en el sistema de referencia galileano de la Tierra, mientras que el segundo se embarcó en una nave espacial acelerada y viajó durante mucho tiempo manteniendo una velocidad de crucero constante antes de dar

media vuelta para regresar a la Tierra. Por tanto, sufrió fuertes aceleraciones en su partida y en su regreso, y cambió de sistema de referencia galileano a lo largo del camino, algo de lo que no pudo evitar percatarse. No está, pues, en condiciones de aplicar el principio de relatividad para decir que fue el tiempo del hermano sedentario el que se ralentizó.

Para analizar de manera exhaustiva el experimento de los dos gemelos, hay que calcular qué ocurre con el reloj del viajero durante las fases de aceleración de su periplo, para lo cual hay que echar mano de la relatividad general, de la que hablaremos más adelante. Veremos que el paso del tiempo se ve afectado tanto por las aceleraciones del sistema de referencia del reloj como por las variaciones del campo gravitatorio en que se encuentra este. Estos efectos de la relatividad general deben tenerse en cuenta a la fuerza para estimar la edad exacta del gemelo que regresa de su viaje. Pero la conclusión general sigue siendo la misma: el viajero envejece más lentamente que el hermano sedentario. Sin entrar en más detalles, podemos convencernos de la evidencia de este resultado si las fases de aceleración del cohete son mucho más breves —para ambos gemelos— que los periodos de movimiento uniforme. Con independencia de lo que ocurra al inicio, entremedias y al final del viaje, el tiempo «ganado» por el gemelo viajero en las largas fases durante las que se desplaza a velocidad constante respecto a la Tierra es tiempo que, por decirlo así, «ha adquirido». Debe sin duda envejecer menos rápidamente que su hermano.

El análisis del movimiento de los pulsos lumínicos permite determinar con precisión el factor de dilatación del tiempo debido al desplazamiento, con tan solo aplicar el teorema de Pitágoras para estimar la elongación del trayecto que sigue en el reloj vertical la luz, que se propaga en zigzag en el tren. El cálculo es el mismo que el del experimento de Michelson, aunque su interpretación tiene ahora un alcance mucho más general. El intervalo de

tiempo entre dos clics del reloj transportado en el tren se dilata respecto al del mismo reloj que está en el andén en un factor $\gamma = 1/\sqrt{[1 - (v/c)^2]}$. En el límite en que *v* tiende hacia *c*, la dilatación temporal tiende al infinito y el tiempo que transcurre en el sistema de referencia que se desplaza a la velocidad de la luz se detiene del todo: ¡para el gemelo que permanece en la Tierra, su hermano deja por completo de envejecer!

El experimento mental de los relojes conduce asimismo a la conclusión de que las distancias espaciales son también relativas al observador. Supongamos en efecto que Bob, nuestro viajero, girase su reloj óptico y dispusiera ahora los espejos perpendiculares a la dirección del movimiento del tren, sin cambiar la distancia que los separa. La luz debe entonces propagarse a lo largo de dicha dirección, ya sea en el mismo sentido que el movimiento del tren o en el sentido contrario. Volvamos al análisis del funcionamiento de este reloj, tal y como se percibe desde el andén, suponiendo que, tanto para Alice como para Bob, los dos espejos siempre están separados por una distancia *L*. La luz, a la velocidad constante *c*, que parte del espejo posterior, debe ahora alcanzar el espejo anterior, que se aleja del pulso lumínico a la velocidad *v*, y por tanto ha de recorrer un camino más largo que si el tren estuviese inmóvil. En sentido contrario, el pulso lumínico de vuelta se propaga hacia un espejo que se acerca a él y debe, por tanto, recorrer un trayecto más corto que si el tren permaneciese inmóvil. La suma de los dos tiempos, t_1 y t_2, de ida y de vuelta del pulso se calcula como la del retardo de la luz en el brazo del interferómetro de Michelson paralelo al movimiento de la Tierra. Se obtiene que $t_1 + t_2 = (2L/c)[1/(1 - (v/c)^2)]$. Si comparamos este resultado con el del periodo del reloj vertical, igual a $(2L/c)\ (1/\sqrt{[1 - (v/c)^2]}$, tenemos dos soluciones distintas ¡en un factor $\gamma = 1/\sqrt{[1 - (v/c)^2]}$! ¿Funcionará el reloj a un ritmo diferente dependiendo de si está orientado vertical u horizontalmente? Esto

sería contrario al principio de relatividad, porque esta diferencia permitiría a Bob darse cuenta de que se está moviendo sin tener que mirar al andén.

Para resolver esta paradoja, debemos admitir que, contrariamente a lo que hemos supuesto en nuestro cálculo, la distancia entre los espejos del reloj de Bob vista desde el andén no es la misma si su eje tiene una orientación perpendicular o paralela al movimiento del tren. En el primer caso, la distancia no cambia; en el segundo, se contrae en un factor Esta contracción acorta el trayecto que la luz recorre en un reloj óptico cuyo eje sea paralelo al movimiento del tren y hace que sean idénticos los periodos de los relojes orientados según ejes diferentes, de acuerdo con lo que exige el principio de relatividad.

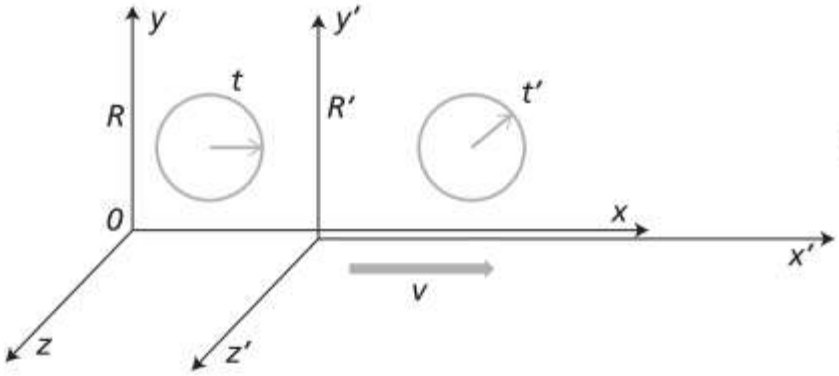
El experimento mental de Einstein repite, de hecho, todos los cálculos aplicados al de Michelson y explica así, de forma evidente, por qué el trabajo de este solo podía dar un resultado negativo. La razón de esto no se encuentra en algún efecto de contracción de la longitud debido a la interacción de la materia del interferómetro con un hipotético éter, sino que resulta simplemente del postulado de la relatividad que establece que la luz tiene la misma velocidad respecto a todos los sistemas de referencia inerciales. Y este principio tiene como consecuencia la relatividad del tiempo y la longitud.

CAMBIO DE PERSPECTIVA RELATIVISTA

Las fórmulas de dilatación de los tiempos y de contracción de las longitudes habían aparecido en la literatura científica antes del trabajo de Einstein. Lorentz, como hemos visto, ya había propuesto con George FitzGerald la hipótesis de la contracción de las longitudes en el sentido de los

desplazamientos para que el resultado negativo del experimento de Michelson y la existencia del éter fuesen compatibles. Lorentz y, por su propia cuenta, el matemático Henri Poincaré habían establecido también, de manera general, las fórmulas de transformación de las coordenadas espaciales y temporales que, en un cambio de sistema de referencia galileano, dejan invariante la forma de las ecuaciones de Maxwell. Se denominan fórmulas de Lorentz aquellas que describen cómo al mismo suceso, definido por su posición *x*, *y*, *z* y su instante *t* en un sistema de referencia galileano *R*, corresponden nuevas coordenadas *x'*, *y'*, *z'* y *t'* en otro sistema de referencia *R'* que se desplaza a una velocidad *v* respecto a *R*. El factor *y* que aparece en estas ecuaciones para describir la dilatación de los tiempos y la contracción de las longitudes se conoce como factor de Lorentz.

Sin embargo, hasta el artículo de Einstein de 1905, las ecuaciones de Lorentz se veían como unas propiedades esotéricas de las ecuaciones de Maxwell que habían sido establecidas matemáticamente, pero cuyo significado físico era un misterio. Lorentz describía el tiempo que aparecía en todas esas fórmulas como «local», con utilidad teórica para los cálculos pero diferente del verdadero tiempo físico que transcurría de manera inmutable en el sistema de referencia fijo con respecto al éter. La incapacidad de detectar el viento de éter en el experimento de Michelson, ¿se debía al carácter particular de este medio, cuyas propiedades de interacción con la materia «conspiraban» para volverlo indetectable?



(a)

$$t' = \gamma\left(t - \frac{vx}{c^2}\right) \qquad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

$$x' = \gamma\,(x - vt)$$

$$y' = y$$

$$z' = z$$

(b)

$$u' = \frac{u - v}{1 - uv/c^2} \qquad \text{(c)}$$

$$c^2\Delta t'^2 - \Delta x'^2 - \Delta y'^2 - \Delta z'^2 = c^2\Delta t^2 - \Delta x^2 - \Delta y^2 - \Delta z^2 \qquad \text{(d)}$$

FIGURA 4.3. Transformaciones de Lorentz. (a) En los sistemas de referencia inerciales *R* y *R'*, las coordenadas de un suceso son respectivamente *t, x, y, z* y *t', x', y', z'*. El sistema de referencia *R'* se desplaza a la velocidad *v* a lo largo del eje Ox con respecto al sistema *R*. (b) Fórmulas que relacionan entre sí las coordenadas de un suceso en los dos sistemas de referencia, expresadas con ayuda del factor de Lorentz, *y*. En el límite en que *v* es muy pequeña con respecto a *c* (y = 1), las transformaciones de Lorentz se reducen al cambio clásico de sistema de referencia inercial. (c) Transformación relativista de las velocidades. Esta ecuación expresa cómo la velocidad *u'* de una partícula que se propaga a lo largo del eje Ox en *R'* se deduce de su valor *u* en *R*. El numerador corresponde a la fórmula clásica de combinación de velocidades. El denominador asegura la constancia de la velocidad de la luz. Si *u* = *c* en *R*, esta ecuación da *u'* = *c* en *R'*, con independencia de cuál sea el valor de *v*. (d) La transformación de Lorentz conserva la cuadridistancia entre dos sucesos.

La teoría de Einstein zanjó esta cuestión. En lugar de ver las ecuaciones de Lorentz como ajustes *ad hoc* para explicar el resultado de una observación negativa, o como fórmulas que describían las propiedades matemáticas abstractas de las ecuaciones de Maxwell, Einstein las dedujo simplemente del postulado de relatividad, con ayuda de sencillos experimentos mentales y sin ninguna hipótesis adicional. En su teoría, la luz se propagaba en el vacío, ya fuese en el espacio libre de toda materia, ya fuese en el espacio vacío entre las cargas eléctricas contenidas en los átomos de un medio material. No había necesidad de introducir ningún éter misterioso que envolviese la materia. El principio de relatividad tenía sin duda consecuencias contraintuitivas, pero había que aceptarlas, desde el momento en que se deducían lógicamente del postulado fundamental de la teoría, que implicaba la constancia de la velocidad de la luz en todos los sistemas de referencia en movimiento uniforme entre sí.

Desde el punto de vista de la relatividad, no es correcto decir que «todo transcurre como si la longitud de una regla fuese más corta cuando esta se desplaza respecto a quien la mide». De hecho, es «realmente» más corta cuando se comparan las mediciones tomadas en ambos sistemas de referencia según el único procedimiento permitido por la teoría de la relatividad; este consiste, en todo sistema de referencia inercial, en evaluar la distancia entre los dos extremos de la regla *en el mismo instante*, tanto si lo hace el observador del andén como el que viaja en el tren. Puesto que la simultaneidad no es la misma para los dos, es normal que las longitudes tampoco lo sean. Los dos puntos de vista son igualmente válidos y cada uno expresa la realidad física tal y como debe hacerlo.

Las fórmulas de Lorentz muestran que la adición de la velocidad de la luz con la de un sistema de referencia cualquiera, inferior a *c*, da siempre como resultado el valor *c*, tal y como ha de ser para que se cumpla el principio de

relatividad. También se deduce de la teoría que la velocidad de la luz en el vacío no puede superarse en ningún sistema de referencia galileano. Si una partícula tuviera una velocidad superior a *c*, un rayo lumínico salido de una fuente situada detrás de ella nunca la alcanzaría en su sistema de referencia. Por el contrario, si nos situamos en un sistema de referencia que acompañe a esa partícula, la luz, que va también a la velocidad *c* respecto a este nuevo sistema, acabará rebasándola e interactuando con ella. La contradicción entre estos dos resultados invalidaría el principio de relatividad, porque la física no sería la misma según esos dos puntos de vista. Matemáticamente, la imposibilidad de un sistema de referencia «supralumínico» resulta del hecho de que el factor de Lorentz, γ, sería entonces la raíz cuadrada de un número negativo. Las coordenadas en este sistema de referencia serían, por tanto, números imaginarios y perderían cualquier sentido físico.

Señalemos que solo *c*, la velocidad de la luz *en el vacío*, constituye un límite absoluto. En un medio transparente de índice de refracción *n*, la radiación se propaga a la velocidad *c/n*, inferior a *c*. Si el propio medio está en movimiento en un sistema de referencia galileano a una velocidad *v* en la dirección de la luz, la velocidad de las ondas luminosas vista por un observador en este sistema de referencia es superior a *c/n*, aunque sigue siendo inferior a *c*. La fórmula de Lorentz de composición de velocidades muestra que, si *v* es pequeña respecto a *c*, la onda se desplaza en este sistema de referencia a la velocidad $v' = c/n + v\,(1 - 1/n^2)$, que sería igual a $c/n + v$ si se aplicase la ley clásica de composición de velocidades. El principio de relatividad muestra así que un líquido transparente que fluye arrastra consigo la luz solo parcialmente. Este arrastre es tanto más fuerte cuanto mayor es el índice de refracción de la luz en el medio. Este efecto fue observado por Fizeau en su experimento interferométrico de 1852, cuando midió la velocidad de la luz en un tubo por el que fluía agua.

Interpretó su resultado como una propiedad de arrastre *parcial* del éter luminífero por el líquido. Obviamente, la explicación relativista de Einstein prescinde del éter. El experimento de Fizeau, realizado medio siglo antes del nacimiento de la relatividad, reforzó sin duda la confianza del alemán en que su teoría era correcta.

EL ESPACIO Y EL TIEMPO SE MEZCLAN

Las transformaciones de Lorentz mezclan las coordenadas de espacio y de tiempo de una manera fundamentalmente diferente a los cambios de sistema de referencia galileano de la mecánica clásica. En estos últimos el tiempo es invariante, mientras que las coordenadas espaciales *x'*, *y'*, *z'* de un suceso en un sistema de referencia *R'* aparecen como combinaciones de las coordenadas espaciales *x*, *y*, *z* y la temporal *t* del mismo suceso en otro sistema de referencia *R*. Estas combinaciones reflejan simplemente el hecho de que *R* se deduce de *R'* mediante una traslación en el espacio a la velocidad relativa *v* entre ambos sistemas, que puede ir acompañada de un cambio de perspectiva debido a una rotación de los ejes de coordenadas. Estas operaciones de traslación y de rotación conservan la distancia espacial ΔL entre dos sucesos, y por tanto su cuadrado, lo cual se expresa con ayuda de la fórmula de Pitágoras mediante la identidad $\Delta L^2 = \Delta x^2 + \Delta y^2 + \Delta z^2 = \Delta x'^2 + \Delta y'^2 + \Delta z'^2$. En estas expresiones, las cantidades Δx, Δy, Δz y $\Delta x'$, $\Delta y'$, $\Delta z'$ son las diferencias entre las coordenadas cartesianas de los sucesos en los dos sistemas de referencia galileanos. En cuanto al intervalo de tiempo entre los sucesos, en física clásica es invariante, y lo mismo ocurre por supuesto con su cuadrado, lo cual se refleja mediante la identidad trivial $\Delta t^2 = \Delta t'^2$.

Cuando se sustituyen las transformaciones de Galileo por las de Lorentz, deja de haber conservación *separada* del tiempo y de las distancias, y lo que se conserva es la diferencia D^2 del cuadrado del trayecto recorrido por la luz durante el tiempo que separa los dos sucesos menos el cuadrado de la distancia espacial entre ellos. La cantidad conservada se escribe así: $D^2 = c^2\Delta t^2 - \Delta L^2 = c^2\Delta t'^2 - \Delta L'^2$. Esta ley de conservación, que se deriva directamente de las ecuaciones de Lorentz, fue establecida por el matemático Hermann Minkowski, uno de los profesores del joven Einstein en Zúrich. Expresa la constancia de la «cuadridistancia» en el espacio-tiempo entre los dos sucesos, al extender el teorema de Pitágoras de la geometría euclídea de tres a cuatro dimensiones. Así pues, los sucesos de la teoría de la relatividad se describen en un espacio-tiempo pseudoeuclídeo, llamado espacio de Minkowski, en el que la «métrica», la forma de calcular las distancias, incorpora el cuadrado de la coordenada temporal con un signo contrario al de los cuadrados de las coordenadas espaciales.

La distancia relativista D entre dos sucesos es, por tanto, la misma para todos los observadores galileanos. Su cuadrado es positivo cuando la distancia recorrida por la luz durante el intervalo de tiempo que separa los sucesos es, en todos los sistemas de referencia, mayor que su distancia espacial. Por el contrario, este cuadrado es negativo si los sucesos son tan próximos en el tiempo que la luz no puede, en ningún sistema de referencia, pasar de uno al otro en el intervalo de tiempo que transcurre entre ellos. En este caso, la «distancia» D, raíz cuadrada de un número negativo, es un número imaginario.

En el primer caso, se dice que la distancia es de *tipo temporal*. Significa que una información ha podido propagarse de un suceso al otro a una velocidad inferior o igual a la de la luz entre los dos instantes que los separan. El suceso anterior ha podido tener una influencia causal sobre el

suceso posterior y el orden temporal de ambos es el mismo para todos los observadores. Existe entonces un sistema de referencia R_0, en el cual los dos sucesos tienen lugar en el mismo punto, para el cual $\Delta L = 0$. En dicho sistema, la distancia D es simplemente igual a ct, y D/c es lo que se denomina el intervalo de tiempo propio asociado a los dos sucesos.

Se puede extrapolar al espacio de Minkowski la noción de trayectoria de la física clásica newtoniana. En relatividad, la historia de una partícula que se desplaza en el espacio se describe mediante una secuencia continua de sucesos que corresponden a su paso por distintos puntos en instantes sucesivos. Esta secuencia de puntos constituye la *línea de universo* de la partícula en el espacio de Minkowski. Se define una longitud a lo largo de esta línea dividiéndola en pequeños intervalos que separan sucesos muy próximos y sumando las distancias que los separan, en el sentido de la métrica de Minkowski. Sobre cada uno de estos segmentos elementales, se puede considerar la velocidad de la partícula como constante y asociarle un sistema de referencia galileano propio en el cual esta se encuentra localmente inmóvil. La cuadridistancia que recorre es entonces igual a cdt, donde dt es el intervalo temporal dado por un reloj en este sistema de referencia propio. Sumando todos estos intervalos de tiempo elementales se obtiene la longitud de la línea de universo de la partícula, que no es otra que c multiplicada por el tiempo propio registrado por el reloj que tiene asociado.

En el caso en que $D^2 = c^2\Delta t^2 - \Delta L^2$ es negativo, se dice que la distancia D, un número imaginario, es de *tipo espacial* y no ha podido intercambiarse ninguna información entre los dos sucesos, que permanecen independientes el uno del otro en todos los sistemas de referencia, sin que el primero pueda ejercer ninguna influencia sobre el segundo. El orden temporal puede incluso cambiar de un sistema de referencia a otro. Pongamos un ejemplo

extremo: el primer suceso puede estar asociado a nosotros mismos, lectores de este libro, que leemos estas líneas en este momento, y el segundo a la desaparición posible —aunque altamente improbable— del Sol en una explosión cataclísmica que habría ocurrido, según nuestro reloj, hace cinco minutos. Puesto que la luz solar tarda ocho minutos y medio en llegar hasta nosotros, nada en nuestra vida actual anunciaría lo que podría ocurrir dentro de tres minutos. En la situación que acabo de plantear, podría incluso haber en el universo algún observador que se desplazase a gran velocidad respecto a la Tierra y al Sol, para el cual nosotros leeríamos estas líneas antes de que nuestra estrella se extinguiese, y no después. Cuando este observador reciba señales procedentes de nuestro sistema solar, tendrá motivos para decir que el Sol desapareció cinco minutos después de que leyésemos estas líneas, y no cinco minutos antes.

Por último, ¿qué puede decirse del caso límite entre los dos anteriores, en el que los sucesos estén, en un determinado sistema de referencia *R*, a una distancia minkowskiana nula de un «suceso» en el origen de coordenadas espaciotemporales (el «suceso 0»)? Las coordenadas de todos estos sucesos satisfacen la condición de que $ct = \lll x^2 + y^2 + z^2$. Esta relación define una superficie cónica de tres dimensiones en el espacio-tiempo de Minkowski, que llamamos cono de luz del suceso 0. Esta figura tiene dos capas, una en el semiespacio $t > 0$ (la del futuro de 0) y otra para $t < 0$ (la de su pasado). Todos los rayos lumínicos que pasan por el origen en el instante $t = 0$ alcanzaron en el pasado o alcanzarán en el futuro los puntos del espacio-tiempo situados sobre este cono. Todo suceso contenido en el cono está separado del origen por una distancia de tipo temporal. Está en el pasado o en el futuro de 0 en función de si está en el interior de la capa superior o inferior, y este orden cronológico es el mismo para todos los

observadores galileanos, con independencia de cuál sea su sistema de referencia.

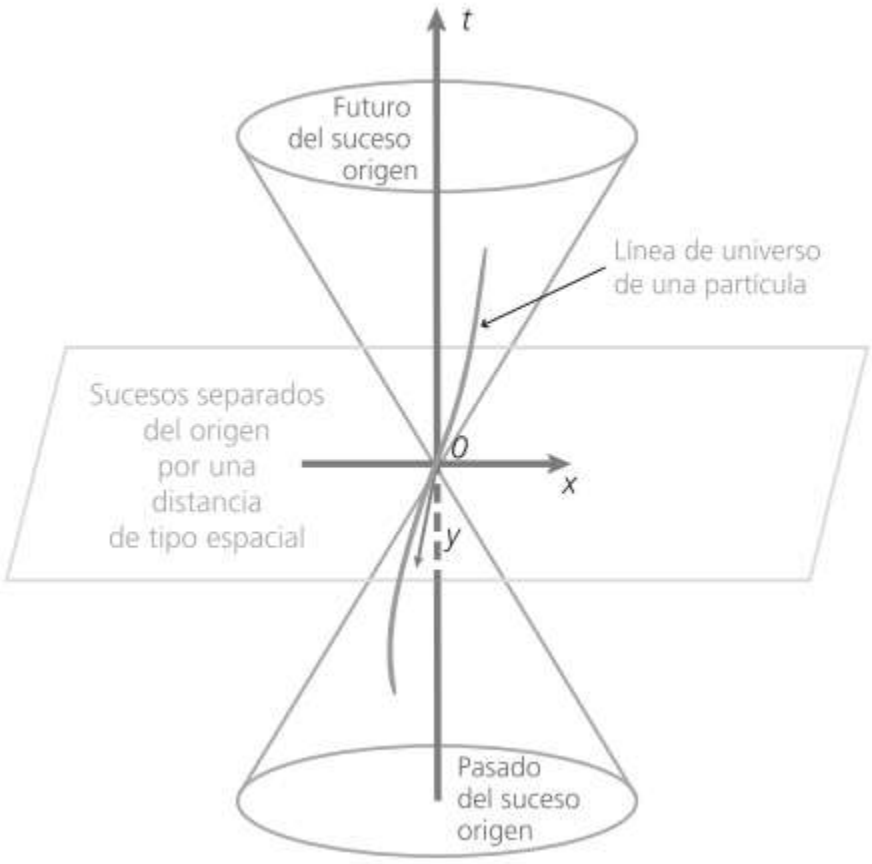


FIGURA 4.4. Cono de luz en el espacio de Minkowski. Para visualizar el espacio-tiempo en cuatro dimensiones en un dibujo que solo puede representar tres de ellas en perspectiva, se ha limitado el espacio a dos dimensiones, señaladas por las coordenadas x e y, y se ha reservado la dimensión vertical para el tiempo. Todos los sucesos separados del de origen 0 ($x = y = t = 0$) por un intervalo de tipo temporal se representan mediante puntos en el interior de las capas cónicas superior (futuro absoluto de 0) o inferior (pasado absoluto de 0). Una partícula inmóvil en el sistema de referencia en el punto $x = y = 0$ tiene como línea de universo el eje temporal. Si se desplaza de forma que pasa por $x = y = 0$ en el instante $t = 0$, su línea de universo es una curva situada en el interior del cono. Los puntos en el exterior de este, separados del origen por una distancia de tipo espacial, corresponden a sucesos que se producen antes o después del suceso 0 según cuál sea el sistema de referencia del observador. No pueden tener ninguna relación causal con el suceso origen.

Las dos zonas en el interior del cono definen así el conjunto de los sucesos que están en el futuro y en el pasado *absolutos* del suceso origen. Aquellos situados en el exterior del cono están, por su parte, a una distancia de tipo espacial de 0. En otro sistema de referencia *R'*, se han producido antes o después de 0, o simultáneamente con este suceso, según sea la dirección y el valor de la velocidad de este sistema de referencia con respecto a *R*. No pueden estar relacionados de forma causal con el suceso 0.

Así pues, las fórmulas de Lorentz mezclan las coordenadas de espacio y de tiempo, lo que hace que estos dos conceptos pierdan el sentido absoluto que les daba la física clásica. Esta consecuencia del principio de relatividad, surgida de un análisis profundo del contenido físico de las ecuaciones de Maxwell, se extiende a magnitudes como los campos eléctrico y magnético y las distribuciones de cargas y de corrientes que los crean. Una carga eléctrica inmóvil para Alice aparece para Bob, que se desplaza respecto a su amiga, como una carga en movimiento. Por tanto, en el sistema de referencia de Bob hay una corriente que no existe para Alice. Para ella, la carga inmóvil simplemente crea un campo eléctrico estático descrito por la ley de Coulomb. Para él, la carga en movimiento genera un campo eléctrico dependiente del tiempo, pero también un campo magnético, que para Alice es nulo. Así, lo que para un observador es un campo eléctrico «puro» adquiere para el otro una componente de campo magnético.

De manera que un cambio de sistema de referencia relativista no solo mezcla el espacio y el tiempo, sino que también combina en profundidad las leyes de Coulomb, de Ampère y de Faraday. Los campos, las cargas y las corrientes pierden su carácter absoluto, igual que ocurre con los intervalos de tiempo y con las distancias. Pero en estas transformaciones sigue habiendo una invariante. Las ecuaciones de Maxwell deben, en todos los sistemas de referencia inerciales, expresar las mismas relaciones entre las

derivadas espaciales y temporales de los campos y las distribuciones de carga y de corriente que los generan. Asimismo, las fuerzas ejercidas sobre las cargas y las corrientes deben depender de la distribución de los campos eléctrico y magnético de la misma manera en todos los sistemas de referencia. Esta invariancia fundamental de las ecuaciones expresa la esencia del principio de relatividad, que exige que las leyes de la física sean idénticas en todos los sistemas de referencia galileanos.

LA MASA Y LA ENERGÍA SE CASAN: $E = mc^2$

Tras haber unificado los conceptos de espacio y de tiempo, Einstein se vio conducido, para completar la teoría de la relatividad especial, a unificar asimismo otros dos conceptos que la física clásica consideraba distintos: los de masa y energía. Esto lo llevó a establecer la fórmula $E = mc^2$, que es sin duda la más conocida de toda la ciencia, pero también una de las más misteriosas para los no científicos. Esta célebre fórmula apareció en la obra de Einstein en una breve nota publicada también en 1905, unos meses después del artículo «Sobre la electrodinámica de los cuerpos en movimiento». Trataremos de explicar su origen de una manera sencilla.

Antes de nada, recordemos cómo la mecánica clásica describe en un sistema de referencia galileano la dinámica de un sistema muy simple, una partícula puntual de masa m. La cantidad de movimiento de esta partícula, o su impulso, $\boldsymbol{p} = m\boldsymbol{u}$ es una magnitud vectorial (que tiene tres coordenadas espaciales, p_x, p_y y p_z) igual al producto de la masa m por su velocidad $\boldsymbol{u}$ (un vector de componentes u_x, u_y y u_z). En ausencia de fuerza aplicada, el impulso no varía y la partícula sigue desplazándose en línea recta con velocidad uniforme $\boldsymbol{u}$, cuyo valor depende, por supuesto, del sistema de

referencia galileano en el cual la observamos. Cuando una partícula experimenta una fuerza exterior, su impulso cambia en una cantidad igual al producto de dicha fuerza por el tiempo durante el que se aplica. La masa *m*, parámetro constante en física clásica, mide la inercia de la partícula, su resistencia al cambio de velocidad. Y esta es menor, para una fuerza dada, cuanto mayor es la masa de la partícula. Para un conjunto de partículas aisladas del mundo exterior, el impulso total, suma vectorial de las cantidades de movimiento de los distintos elementos constituyentes, se conserva a lo largo de las interacciones que las diferentes partes del sistema ejercen las unas sobre las otras.

La física clásica asocia a un sistema de cuerpos en interacción otro concepto importante, el de su energía, magnitud que mide su capacidad para proporcionar trabajo o calor a su entorno. Un ejemplo es el de la energía cinética que un objeto móvil adquiere cuando pasa del reposo a una velocidad final *u*. Esta energía, $mu^2/2$, es igual al trabajo de la fuerza que acelera el objeto; aumenta de manera proporcional a su masa *m* y al cuadrado de su velocidad; y puede liberarse en forma de calor, esto es, de energía cinética desordenada de los átomos o las moléculas de la masa *m* o de su entorno, cuando el móvil es frenado por fuerzas de fricción. Esta energía cinética puede también convertirse en energía potencial cuando la posición del objeto cambia dentro de un campo de fuerzas. Así, una masa lanzada hacia arriba en el campo gravitatorio terrestre ve cómo su energía cinética se transforma en energía potencial a medida que aumenta su altura, mientras que durante su caída se produce el intercambio inverso. El primer principio de la termodinámica expresa la conservación de la energía total de un sistema aislado, la suma de sus energías cinética y potencial y de su energía calorífica almacenada en la agitación térmica de los átomos que lo constituyen.

Estas propiedades clásicas de la masa, del impulso y de la energía debían ser revisadas en el marco de la teoría de la relatividad especial; era evidente que la física de Newton tenía que modificarse para satisfacer el principio de relatividad. No solo había que cambiar la ley de adición de las velocidades, basada en la existencia de un tiempo y de un espacio absolutos, para tener en cuenta la constancia de la velocidad de la luz en todos los sistemas de referencia galileanos, sino que también había que revisar la propia ley fundamental de la dinámica newtoniana para evitar que un objeto material pudiese alcanzar, en un sistema de referencia, una velocidad superior a *c*. Si el impulso de una partícula sometida a una aceleración uniforme aumenta de manera proporcional al tiempo, su velocidad, que en física clásica es proporcional al impulso, acabaría alcanzando al cabo de un tiempo finito la velocidad de la luz, *c*, y la superaría, algo que el principio de relatividad prohíbe.

Para hacer que esta aceleración infinita fuese imposible, Einstein simplemente supuso que la masa de un objeto en un sistema de referencia galileano no era constante, sino que aumentaba con su velocidad. Si la masa en reposo es m_0, pasa a ser $m_u = m^0 / \sqrt{[1 - (u/c)^2}$ cuando la partícula se desplaza a la velocidad *u*. El factor de aumento de la masa tiene la misma expresión que el factor de Lorentz, introducido en las fórmulas que describían la dilatación de los tiempos y la contracción de las longitudes en un cambio de sistema de referencia galileano. Basta con sustituir la velocidad *v* del movimiento relativo entre los dos sistemas de referencia por la velocidad *u* de la partícula. Este factor, que llamaremos γ_u, tiende al infinito cuando la velocidad *u* de la partícula tiende a *c*. El impulso es entonces $\boldsymbol{p} = \gamma_u m_0 \boldsymbol{u}$. La introducción del factor γ_u es la única modificación necesaria para hacer la ley de la dinámica newtoniana compatible con la teoría de la relatividad especial. Este simple cambio hace que la forma de

las ecuaciones de la dinámica sea invariante bajo las transformaciones de Lorentz y reconcilia así las leyes de la mecánica y las del electromagnetismo, de manera que tanto unas como otras respeten el principio de relatividad especial, que establece que la física debe ser la misma en todos los sistemas de referencia inerciales.

Hacer que la masa dependa de la velocidad a través del factor γ_u impide que cualquier partícula material alcance la velocidad límite *c*. La aplicación de una fuerza constante hace que el impulso aumente de manera continua y proporcional al tiempo, pero este aumento se reparte entre variación de masa y variación de velocidad. Al principio del movimiento, cuando la velocidad *u* es pequeña en comparación con *c*, el factor γ_u difiere muy poco de la unidad, la diferencia entre m_0 y m_u es indetectable y se aplica la física newtoniana: la velocidad y el impulso aumentan de forma proporcional al tiempo, y el movimiento es uniformemente acelerado. Sin embargo, cuando *u* llega a ser una fracción apreciable de *c*, la masa de la partícula comienza a crecer y, poco a poco, el grueso del incremento del impulso se traduce en un aumento de la masa, a velocidad prácticamente constante. La velocidad tiende hacia *c* sin llegar jamás a alcanzar este valor, mientras que la masa de la partícula crece sin límite.

La energía almacenada por la partícula debido a su movimiento depende también de su masa relativista $m_u = \gamma_u m_0$. Un cálculo básico muestra que, para hacer que la partícula en reposo alcance una velocidad *u*, la fuerza aceleradora debe proporcionar un trabajo igual a $(\gamma_u - 1)m_0c^2 = (m_u - m_0)c^2$. Esta expresión sugiere la equivalencia entre la energía cinética y la masa inercial de una partícula material. La energía cinética de esta no es otra cosa que el excedente de masa inercial que ha adquirido como consecuencia de su movimiento multiplicada por el cuadrado de la velocidad de la luz. Mientras la velocidad *u* sea pequeña en relación con *c*,

la expresión relativista se reduce, con una excelente aproximación, a la fórmula clásica para la energía cinética. Cuando *u/c* es mucho más pequeño que 1, $\gamma_u - 1$ es prácticamente igual a $u^2/2c^2$ y la energía cinética de la partícula toma el valor clásico $m_0u^2/2$. Los efectos relativistas solo son importantes cuando el valor de *u* alcanza una fracción apreciable del de *c*.

La variación de energía cinética de la partícula aparece de forma general como la diferencia de los dos términos m_uc^2 y m_0c^2, hecho del cual Einstein dedujo que el primero de ellos, m_uc^2, representaba la energía de la partícula cuando esta tiene una velocidad *u* y el segundo, m_0c^2, su energía cuando se encuentra en reposo. Generalizando este resultado de dinámica relativista a todos los fenómenos energéticos, el alemán postuló la equivalencia entre masa y energía al afirmar que toda transformación de un sistema físico acompañada de un cambio de energía ΔE llevaba aparejada una variación de la masa del sistema ΔM tal que $\Delta E = \Delta Mc^2$. Esta fórmula debía ser válida tanto para un proceso mecánico (como el cambio de velocidad de un móvil) como para un fenómeno térmico (como el calentamiento o enfriamiento de un sólido, un líquido o un gas) o para una interacción en la que interviniesen las fuerzas electromagnéticas (como una reacción química, que redistribuye los átomos entre las moléculas).

La conservación de la energía y de la masa, que Lavoisier expresó mediante la célebre fórmula «nada se pierde, nada se crea», son dos leyes distintas en física clásica. En relatividad, son reemplazadas por una ley de conservación global de la masa-energía. Si un sistema físico produce energía (en forma de radiación, calor o trabajo), esta se acompaña de la correspondiente pérdida de masa según la fórmula $\Delta E = \Delta Mc^2$. Y a la inversa: si un sistema recibe energía, su masa aumenta en la misma proporción.

La teoría de la relatividad especial muestra así que masa y energía son

entidades físicas de la misma naturaleza y que, para medirlas, se pueden utilizar o bien la unidad usual de energía (el julio, que corresponde aproximadamente al trabajo que realiza un peso de cien gramos al descender un metro en el campo gravitatorio terrestre) o bien la unidad habitual de masa (el kilogramo). Como consecuencia de la enormidad del cuadrado de la velocidad de la luz expresada en metros por segundo, un kilo de materia equivale a una energía gigantesca —9×10^{16} julios—, similar a la que emite la explosión de veinte megatoneladas de TNT o ¡a la necesaria para liberar de la atracción terrestre un millón y medio de toneladas de materia! El enorme valor del equivalente energético de la masa implica que los procesos energéticos usuales observables en la vida cotidiana corresponden a variaciones relativas de masa extraordinariamente pequeñas, que eran indetectables en la época de Einstein. Por ejemplo, llevar la materia de cero a trescientos grados absolutos (la temperatura ambiente) proporciona a los átomos y las moléculas que la componen una velocidad de agitación térmica v_t del orden de una millonésima parte (10^{-6}) de la velocidad de la luz. De manera que el cambio de masa correspondiente es del orden de $(v_t/c)^2 = 10^{-12}$, es decir, de tan solo una billonésima parte. Este aumento de masa apenas corresponde a alrededor de un microgramo por tonelada de materia.

Una reacción química típica cambia las masas de los productos que reaccionan en una cantidad del orden de 10^{-10}, también indetectable con los instrumentos de medición que existían a principios del siglo XX. En cuanto a las reacciones nucleares, mucho más energéticas y que modifican la masa de los núcleos implicados en magnitudes del orden de 10^{-3} a 10^{-4}, su naturaleza aún no se conocía en 1905. Estas reacciones nucleares, que transforman en calor y en luz una fracción del orden de una milésima parte de la materia de las estrellas, están en el origen de la energía que estas

irradian. La fórmula $E = mc^2$ desvela así el misterio de la energía solar, indispensable para el desarrollo de la vida en la Tierra. Y anuncia también la posibilidad de aprovechar con fines militares o pacíficos la enorme cantidad de energía almacenada en los núcleos atómicos.

En cuanto a la transformación total de masa en energía, esta solo se da en condiciones extremas, en el interior de aceleradores donde se puede observar la aniquilación de partículas de materia y antimateria, que produce radiación electromagnética gamma, de muy corta longitud de onda. En el universo, se observa también la conversión de proporciones importantes de masa en energía en la coalescencia de agujeros negros, que generan una energía gigantesca en forma de ondas gravitatorias que llegan a nuestro planeta tras haberse propagado a través del espacio durante miles de millones de años. Estos fenómenos no eran imaginables cuando Einstein estableció su teoría de la relatividad especial, pero su posibilidad ya se esbozaba allí. Es notable que el alemán fuese capaz en aquella época, basándose únicamente en un principio muy simple surgido de consideraciones sobre la luz, de anunciar en ámbitos tan diversos de la física, que iban desde lo infinitamente pequeño a lo infinitamente grande, efectos que solo serían observables gracias a proezas tecnológicas entre cincuenta y cien años más tarde.

Completemos esta visión panorámica de la relatividad especial con una observación que la vincula con la desvelación del misterio que planteaba la otra nube de lord Kelvin. La teoría de la relatividad de 1905 anuncia, en efecto, ciertas propiedades esenciales del fotón, la partícula de luz que Einstein introdujo en su otra contribución esencial de ese mismo año, su artículo fundacional sobre la teoría de los cuantos. Para establecer este vínculo, partamos de un sencillo interrogante: ¿deja de ser válida la equivalencia entre masa y energía en la producción de luz? Esta transporta

energía, por definición, a la velocidad de la luz. Los granos de luz que son los fotones deberían tener una masa nula para desplazarse a esa velocidad, pero lo cierto es que transportan energía a través del espacio (la energía solar es un ejemplo evidente). ¿Cómo resolver entonces esta aparente contradicción con la famosa fórmula $\Delta E = \Delta M c^2$?

La respuesta a esta paradoja se encuentra en una relación esencial entre la energía y el impulso relativistas que aparece cuando se considera cómo se transforman estas magnitudes en un cambio de sistema de referencia galileano: la energía de masa en un sistema de referencia donde una partícula está en reposo se convierte en una mezcla de energía e impulso en un sistema de referencia donde esta está en movimiento. Al cambiar el punto de vista, la energía dividida por c y las tres coordenadas del impulso, p_x, p_y y p_z, aparecen como las componentes de un cuadrivector que se mezclan entre sí según las mismas transformaciones de Lorentz aplicables a las coordenadas espaciotemporales de un suceso. Ni la energía ni el impulso poseen una realidad absoluta. Por otra parte, el cuadrado de la energía dividido por c^2 menos la suma de los cuadrados de las componentes del impulso, una magnitud análoga al cuadrado de la distancia relativista entre dos sucesos, se conserva y toma el mismo valor en todos los sistemas de referencia. En aquel en que la partícula está en reposo, el valor del cuadrado de la energía es igual a $m_0^2 c^4$. De esto se deduce la siguiente identidad, válida en todos los sistemas de referencia: $E^2 - p^2c^2 = m_0^2 c^4$, donde hemos condensado la suma $p_x^2 + p_y^2 + p_z^2$ en p^2, el cuadrado del módulo del vector impulso.

De lo anterior se obtiene inmediatamente una expresión universal para la energía relativista de una partícula, $E = \sqrt{[p^2c^2 + m^{02}c^4]}$, más general que la sencilla fórmula $E = m_0 c^2$. En el sistema de referencia, si existe, en el que la partícula está en reposo ($p = 0$), la expresión general se reduce, por

supuesto, a la fórmula sencilla, y toda la energía se concentra entonces en la masa de la partícula. Si, por el contrario, su masa es nula, la expresión general se convierte simplemente en $E = pc$. La partícula debe desplazarse a la velocidad de la luz (en todos los sistemas de referencia), porque no puede haber observador galileano para el que esté inmóvil. Si esto ocurriese, la partícula tendría una energía y un impulso nulos en ese sistema de referencia, lo que implicaría, según la transformación de Lorentz, $E = p = 0$, con independencia de cuál fuera el sistema de referencia inercial. De manera que las partículas sin masa sí pueden transportar energía, siempre que se propaguen a la velocidad c, que es lo que ocurre con los granos de luz que son los fotones.

La teoría relativista impone, pues, que los fotones de una onda plana tengan un impulso igual a su energía dividida por la velocidad de la luz. Cuando la materia absorbe radiación, esta le transfiere no solo su energía E, sino también su impulso p, según la relación $p/E = 1/c$. Este corresponde a una fuerza que empuja la materia en el sentido de la luz incidente; es el fenómeno de la presión de radiación. El fenómeno inverso ocurre cuando la materia emite luz. Cuando un átomo pierde energía, puede emitir un fotón que también lleva impulso, lo que provoca, por reacción, un retroceso del átomo en la dirección opuesta al fotón. Más adelante volveremos a hablar de la interacción entre átomos y fotones, así como de las consecuencias de la conservación de la energía y del impulso total de la materia y de la luz en estos procesos.

La analogía entre los cuadrivectores de espacio-tiempo y los de impulso-energía nos lleva a mencionar otra propiedad importante que la relatividad especial confiere a una partícula. Las transformaciones de Lorentz no solo conservan el cuadrado de estos vectores (junto con la regla que asocia signos opuestos a las contribuciones de las coordenadas de tiempo y de

energía, por una parte, y de las de posición e impulso, por la otra), sino también el *producto escalar* de estos cuadrivectores entre sí, una cantidad igual al producto de las coordenadas de tiempo y de energía menos la suma de los productos de las coordenadas de posición y de impulso. Así, a una partícula de energía E e impulso (p_x, p_y, p_z) que pasa en el instante t por el punto (x, y, z), la teoría relativista asocia el cuadriproducto $E \times t - x \times p_x - y \times p_y - z \times p_z$, una cantidad intrínseca a la partícula, que toma el mismo valor en todos los sistemas de referencia galileanos. Como veremos, esta invariante relativista es proporcional a la fase de la onda de materia que describe la partícula en la teoría cuántica.

La relatividad especial dio respuesta al enigma que planteaba la velocidad c de la luz, y hemos visto que esta respuesta revolucionó nuestra concepción del espacio y el tiempo. Demostró que esta velocidad intervenía en la descripción de fenómenos físicos que hasta entonces nadie había sospechado que estuviesen relacionados con la luz. La celeridad c no solo era la velocidad de las ondas electromagnéticas en el vacío, sino también la velocidad límite de propagación a distancia de todas las formas de información o influencia. A través de la famosa fórmula $E = mc^2$, el valor de c revelaba asimismo la enorme energía oculta, bajo todas las formas posibles, en la materia. Y esta revolución de nuestros conceptos del tiempo y el espacio, de la masa y la energía, había brotado en la mente de Einstein a partir de una idea muy simple que tomó prestada de Galileo: *la física debe ser la misma en todos los sistemas de referencia inerciales*.

LA IDEA «MÁS FELIZ» DE EINSTEIN PROCEDE, UNA VEZ MÁS, DE GALILEO

Cuando reflexionó sobre los logros de la teoría de la relatividad especial,

Einstein comprendió, ya en 1905, que aún quedaba un gran enigma por resolver: ¿cuál era la verdadera naturaleza de la gravedad? Esta fuerza, la primera que un bebé percibe en cuanto toma conciencia del mundo que lo rodea, actúa sobre todos los cuerpos atrayéndolos hacia la Tierra. Newton dio su expresión matemática en la misma época en que descubrió la ley de la inercia, que relaciona la aceleración de un objeto con la fuerza que experimenta. La teoría de la relatividad llevó a Einstein a modificar esta ley de la inercia newtoniana al demostrar que la masa inercial de un cuerpo dependía de su velocidad, pero seguía planteando un problema para la descripción de la ley de la gravitación. En efecto, Newton había postulado que esta fuerza actuaba a distancia y de manera instantánea. Según su teoría, si el Sol desapareciese de repente, la Tierra y todos los planetas deberían abandonar sus órbitas en ese mismo instante, salirse literalmente por la tangente y alejarse con una velocidad uniforme del punto donde se encontrasen en el momento del cataclismo. Este momento era el mismo para todos los observadores, ya que, según Newton, el tiempo era un concepto absoluto. Había aquí, claramente, una contradicción profunda con la teoría de Einstein: como la luz tardaba ocho minutos y medio en llegar a nosotros desde el Sol, nada podía modificar la órbita de la Tierra durante ese intervalo de tiempo.

Puesto que la gravitación newtoniana entraba en contradicción con la relatividad especial, había que modificar una de las dos teorías, o ambas, para ponerlas de acuerdo. Y estas modificaciones debían preservar los logros de cada una. Las leyes de la gravitación de Newton habían permitido calcular, con una precisión extraordinaria, la posición de los planetas (recordemos a Le Verrier y el descubrimiento de Neptuno). Así pues, la nueva teoría debía ser al menos tan precisa como la de Newton y describir la caída de los cuerpos o el movimiento de los cuerpos celestes conocidos

del mismo modo. La relatividad especial había hecho posible una comprensión profunda de las leyes del electromagnetismo y de la inercia. La nueva teoría de la gravitación debía también preservar estos logros. Einstein tardó ocho años, de 1907 a 1915, en resolver este problema y establecer la teoría de la relatividad general, que cumplía todos estos requisitos.

Entretanto, sus trabajos de 1905 le habían granjeado en la comunidad física una reputación que le había permitido dejar la oscura oficina de patentes de Berna. Tras haber sido brevemente profesor en Zúrich y Praga, en 1912, Einstein se convirtió, a los treinta y tres años, en el miembro más joven de la Academia Prusiana de Ciencias de Berlín. Fue ante sus miembros donde presentó, en noviembre de 1915, durante la Gran Guerra, la teoría que lo convertiría no solo en una estrella de la física, sino en una celebridad mundial.

La relatividad general es una extensión de la relatividad especial. Simplemente extrapola el principio de la relatividad del movimiento a todos los sistemas de referencia, no solo a los inerciales en movimiento que llevan una velocidad uniforme los unos respecto a los otros. Cuando digo «simplemente», paso por alto las dificultades matemáticas que Einstein tardó ocho años en superar, desde 1907, cuando tuvo la idea inicial, hasta 1915, cuando publicó su teoría completa de la gravitación. No contaré aquí estos problemas matemáticos, que nos apartarían mucho del asunto que tenemos entre manos. Me limitaré a esbozar las líneas maestras de esta teoría en un intento de que el lector, aunque no sea científico, comprenda el alcance de la intuición y el genio de Einstein.

El detonante, la idea más feliz que Einstein tuvo nunca, como él mismo recordó a menudo, llegó una vez más de Galileo. El científico italiano, al estudiar la caída de los cuerpos, se había percatado de que a todos les

influenciaba de la misma manera el campo gravitatorio terrestre. Tanto si lanzamos una piedra pesada como un guisante, veremos que siguen trayectorias idénticas, a condición, claro está, de que se puedan despreciar las fuerzas de rozamiento debidas a la resistencia del aire, cuyos efectos son más evidentes cuanto más ligero es un objeto. Cuenta la leyenda que Galileo observó esta universalidad de la caída de los cuerpos cuando soltó simultáneamente dos pesos diferentes desde lo alto de la torre inclinada de Pisa y comprobó que ambos llegaban al suelo al mismo tiempo. Refutó así la idea de Aristóteles de que un cuerpo pesado debía caer más rápido que otro ligero.

El rozamiento del aire hace que una pluma flote durante más tiempo que una bola de billar antes de llegar al suelo. Pero se trata de una ilusión, un efecto no esencial que puede eliminarse, por ejemplo, observando la caída en un tubo en el cual se haya hecho el vacío: pluma y bola de billar caerán entonces a la misma velocidad. Galileo, que no disponía de una bomba de vacío, lo comprendió no en la torre de Pisa sino, probablemente, cuando llevó a cabo sus célebres experimentos con bolas que rodaban sobre un plano inclinado, en los cuales se minimizaba el rozamiento. Recordemos que también había demostrado que el periodo de un péndulo no depende de su masa, lo cual expresa la misma idea. Todos los cuerpos masivos siguen la misma ley del movimiento en el campo gravitatorio terrestre.

Cuando Newton estableció su ley de la gravitación universal, proporcionó una expresión matemática a la constatación empírica de Galileo. Si un cuerpo es atraído por la Tierra, es porque nuestro planeta ejerce una fuerza sobre él. Dicha fuerza es proporcional al producto de la masa gravitatoria de la Tierra, M, por la del cuerpo, m_g. Esta masa gravitatoria es un parámetro característico del cuerpo en cuestión que permite calcular la intensidad de la fuerza que ejerce sobre él la Tierra. Si

este cuerpo estuviese además cargado eléctricamente, poseería asimismo una carga eléctrica *q*, que es el parámetro que define la fuerza que ejercería sobre él un campo eléctrico. En este sentido, la masa gravitatoria es, como la magnitud *q*, un parámetro de «carga».

De acuerdo con la ley de la inercia de Newton, la fuerza gravitatoria proporciona al cuerpo una aceleración inversamente proporcional a su masa inercial m_i. Esta es una propiedad que expresa cómo reacciona el objeto a todo tipo de fuerzas: gravitatoria, eléctrica, etc. La aceleración gravitatoria es, por tanto, proporcional a la razón m_g/m_i entre la masa gravitatoria y la masa inercial de todo cuerpo sometido a la atracción de la Tierra. La constatación de que, en el campo gravitatorio terrestre, todos los objetos experimentan la misma aceleración llevó a Newton a postular que la razón m_g/m_i debe ser una constante independiente del cuerpo en cuestión. El valor de esta constante solo depende de las unidades elegidas y puede ser simplemente el de la unidad. Es lo que se denomina principio de equivalencia de la masa gravitatoria y la masa inercial, que solo existe para la gravedad. La razón q/m_i entre la carga eléctrica y la masa inercial no es constante. Por ejemplo, es unas dos mil veces mayor para un electrón que para un protón, y estas dos partículas no siguen trayectorias en absoluto idénticas en un campo eléctrico.

El principio de equivalencia de las dos formas de masa era bien conocido desde el siglo XVII, y los astrónomos lo tenían en cuenta a diario en su cálculo del movimiento de los planetas. Pero se consideraba una curiosidad, una extraña coincidencia cuyo origen se desconocía. No fue así como lo trató Einstein, quien iba a hacer de él el punto de partida de su teoría de la relatividad general.

El alemán partió de la observación de que la aceleración gravitatoria no es la única que produce el mismo efecto sobre todos los cuerpos. Algo

similar ocurre con las aceleraciones inerciales, que describen el desplazamiento de los cuerpos en sistemas de referencia en movimiento no uniforme. Ya hemos visto este tipo de fuerza en el capítulo 2, cuando hablamos de lo que ocurre en un carrusel. La fuerza centrífuga es proporcional a la masa inercial de los objetos que están sometidos a ella y, por tanto, da lugar a la misma aceleración para todos aquellos situados en las proximidades de un mismo punto del sistema de referencia que gira con el carrusel. Tomemos otro ejemplo, el de un cohete lejos de todo cuerpo masivo, estrella o planeta, animado por un movimiento uniformemente acelerado. Si estuviésemos dentro del cohete, experimentaríamos el movimiento como una «atracción» en sentido contrario a la aceleración, en una dirección que llamaríamos, de manera natural, hacia «abajo». Para mantenernos en pie, tendríamos que ejercer, tensionando los músculos, una fuerza de reacción sobre la pared que llamaríamos «suelo». Si soltásemos dos objetos de masas diferentes, los veríamos caer juntos hacia «abajo» con la misma aceleración. En resumen, ningún experimento de mecánica que pudiésemos hacer en el cohete nos permitiría saber dónde nos encontramos: podríamos estar en una nave acelerada lejos de toda masa gravitatoria o bien en un recinto inmóvil en el campo gravitatorio de un planeta que nos atraería hacia «abajo». De un modo mucho más general, no podríamos saber si nos encontrábamos en un sistema de referencia acelerado y al mismo tiempo sometido a un campo gravitatorio, pues la aceleración que observaríamos en todos los cuerpos a nuestro alrededor sería el resultado de la «verdadera» aceleración de la gravedad, a la cual se añadiría la debida a las fuerzas inerciales.

Otro ejemplo ayudará a entenderlo mejor. Supongamos que estamos en un avión en caída libre. El piloto le ha dado una trayectoria ascendente y ha apagado los motores. El avión, con todo lo que contiene, nosotros incluidos,

sigue una trayectoria parabólica en el campo gravitatorio terrestre. Si soltamos un objeto, caerá con nosotros y, por tanto, permanecerá inmóvil respecto a nuestra mano, que ya no lo sujeta. Dejaremos de sentir presión por parte de nuestro asiento y de tener la sensación de pesar. Si estábamos dormidos en el avión antes de que se apagasen los motores y nos despertamos durante el vuelo parabólico, nada nos permitirá saber si estamos cayendo dentro un campo gravitatorio junto con todo lo que nos rodea o si flotamos lejos de toda estrella o planeta. En el primer caso, experimentaremos la fuerza de la gravedad terrestre junto con todo lo que nos rodea en el avión, pero esta aceleración se compensa exactamente con la fuerza inercial asociada al movimiento de todos los cuerpos en el sistema de referencia de la cabina, que cae con nosotros. En el segundo caso, ni nosotros ni ninguno de los objetos a nuestro alrededor experimentan fuerza alguna.

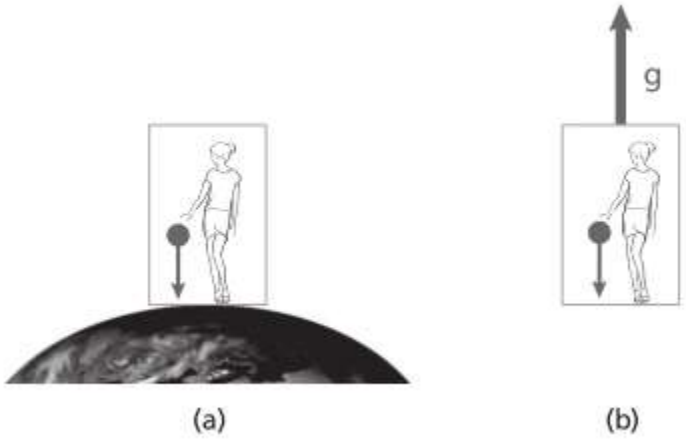


FIGURA 4.5. Equivalencia local entre la fuerza gravitatoria en un sistema de referencia inercial en presencia de una gran masa (a) y la fuerza inercial en un sistema de referencia acelerado en el espacio lejos de cualquier masa (b).

No podemos decidir entre estas dos hipótesis, salvo si miramos el paisaje exterior a través de la ventanilla. Este experimento se realiza en los vuelos de entrenamiento de los astronautas para reproducir una situación de «ingravidez». Y es también lo que ocurre en la Estación Espacial Internacional, que orbita alrededor de la Tierra. Sus ocupantes saben que están en órbita en torno a un cuerpo masivo y que, junto con todos los objetos a su alrededor, están sometidos a la fuerza de atracción del mismo, pero podrían perfectamente estar en otro lugar, lejos de toda estrella o planeta, flotando en el espacio intersideral.

Teniendo en cuenta este tipo de situaciones en experimentos mentales en los que los trenes de la relatividad especial eran sustituidos por cohetes, ascensores o carruseles, Einstein dio otra definición para el principio de equivalencia:

> Hay una equivalencia entre un sistema de referencia acelerado en ausencia de gravitación y un sistema de referencia estacionario respecto a una fuente gravitatoria que produce la misma aceleración.

Toda la física tenía que poder describirse de la misma manera en estas dos situaciones, y un observador no debía ser capaz de distinguir entre ellas. De manera más general, en presencia de un campo gravitatorio cualquiera y en todo sistema de referencia, con independencia de cuál fuera su aceleración, la física debía ser descrita por las mismas ecuaciones. Lo que aparece como una fuerza gravitatoria «pura» en un sistema de referencia puede verse como una fuerza inercial en otro, o incluso como una fuerza mixta, resultante de combinar una contribución gravitatoria con la fuerza inercial, en un tercer sistema. Einstein extrajo todas las consecuencias de este principio y trató de establecer la ley que describiese las variaciones espaciotemporales del campo gravitatorio creado por una distribución

cualquiera de masas y de energía en el universo. A su vez, debía respetar la condición de covariancia relativista, es decir, expresarse de la misma forma en todos los sistemas de referencia —acelerados o no— y coincidir con las leyes de Newton en el límite de velocidades bajas y para fuentes gravitatorias no demasiado masivas.

GRAVITACIÓN Y CURVATURA DEL ESPACIO-TIEMPO

Este estudio, que Einstein tardó ocho años en llevar a cabo, desembocó en la teoría que expuso en sus conferencias de 1915 en la Academia Prusiana de Ciencias, teoría que condujo a una transformación profunda de nuestra concepción de la gravitación y de la estructura del espacio-tiempo. Einstein comprendió que un campo gravitatorio no es más que la manifestación física de una curvatura del espacio-tiempo, que hace que las distancias no puedan expresarse extendiendo a cuatro dimensiones del teorema de Pitágoras, como hacía la teoría de la relatividad especial. En este espacio curvo, que se denomina no euclídeo porque en él no se aplica la geometría de Euclides que aprendimos en la escuela, se define la posición de los sucesos mediante un sistema de coordenadas no cartesianas, llamadas «curvilíneas», y las distancias entre sucesos se expresan mediante fórmulas más complejas que la basada en el teorema de Pitágoras.

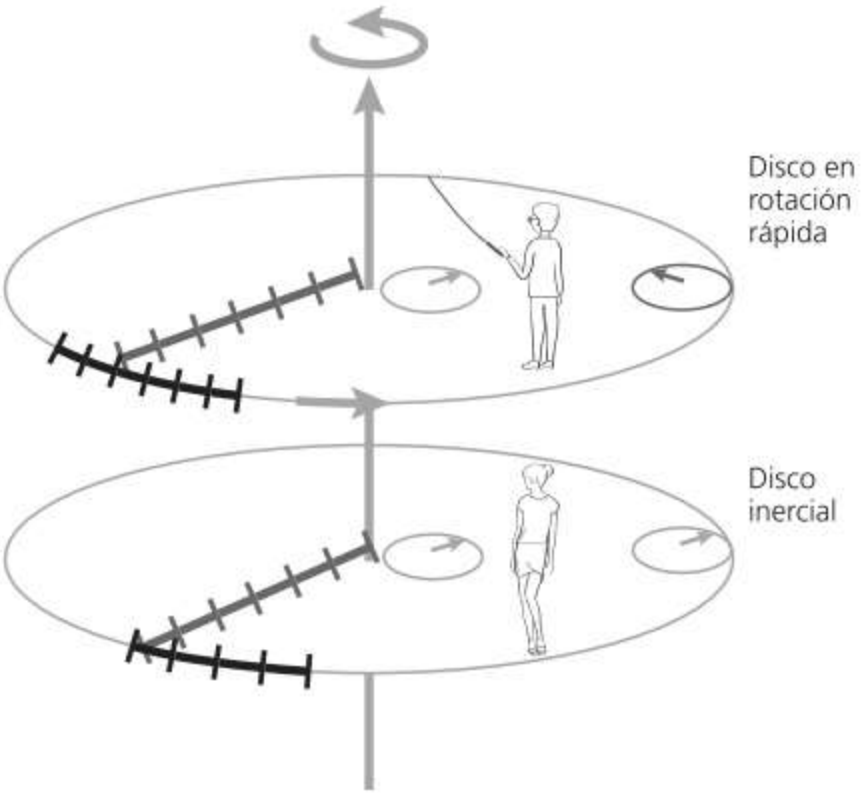


FIGURA 4.6. Experimento mental del carrusel. Alice comprueba que la razón entre la circunferencia y el diámetro de su disco es igual a π, y que el tiempo que marca su reloj es el mismo en todos los puntos. Bob observa que la razón entre la circunferencia de su disco giratorio es mayor que π y que su reloj marca el tiempo más lentamente en el borde de la plataforma que en el centro. Dirigiendo un haz láser hacia la periferia de su disco, constata que, en su sistema de referencia, la luz sigue una trayectoria curva.

Para llegar a la noción esencial de curvatura del espacio-tiempo, Einstein partió, como lo había hecho en 1905, de un experimento mental que implicaba reglas y relojes, y utilizó los conceptos que había desarrollado en la teoría de la relatividad especial para comprender de manera intuitiva que la gravitación y la deformación del espacio-tiempo eran en realidad un mismo fenómeno. Imaginó dos discos idénticos que flotaban en el espacio, uno sobre el otro, con libertad para girar alrededor del mismo eje en dos

planos paralelos, lejos de toda fuente gravitatoria. Estos discos transportan a dos experimentadores, a los que llamaré Alice y Bob, como hice en los experimentos con trenes, aunque Einstein no les puso estos nombres; en su época aún no se tenían en cuenta las cuestiones de género.

Alice y Bob disponen de reglas calibradas y de relojes idénticos que han sido sincronizados de antemano. Mientras que el disco de Alice, *R*, permanece «estacionario», el de Bob, *R'*, se hace girar rápidamente alrededor del eje común de ambas plataformas. Alice mide la circunferencia y el diámetro de su disco trasladando muchas veces la regla en las direcciones tangencial y radial, y obtiene que la relación entre los números de estos desplazamientos es igual a $\pi = 3{,}14...$ como cabría esperar en la geometría euclídea. Traslada uno de sus relojes en su sistema de referencia, dejando otro en el centro del disco, y comprueba que ambos permanecen sincronizados y marcan siempre la misma hora, como ella espera en su sistema de referencia inercial.

A continuación, fija su atención en Bob, que gira sobre ella en el sistema de referencia *R'*. Él lleva a cabo los mismos experimentos que Alice; mide la circunferencia de su disco usando su regla. Para ella, esta regla, orientada a lo largo de la velocidad tangencial del borde del disco *R'*, sufre la contracción de Lorentz. A continuación, para medir el diámetro de su disco, Bob desplaza su regla a lo largo de un radio. Siempre está orientada perpendicularmente a la velocidad y no experimenta, para Alice, ninguna contracción. Por tanto, ella constata que la razón entre el número de desplazamientos de Bob en las direcciones tangencial y radial es mayor que π. Evidentemente, Bob no tiene más remedio que hacer la misma constatación. Él se encuentra, pues, en un espacio *no euclídeo* en el cual la razón entre la circunferencia y el radio de un círculo es superior a π. Si repite la medición a lo largo de un círculo más pequeño centrado sobre el

mismo eje, su regla experimenta una contracción menor durante el proceso y el valor de la razón entre circunferencia y diámetro que obtiene para este segundo círculo, aunque sigue siendo mayor que π, se aproxima más a este número. ¿Cómo interpreta Bob su resultado? En su sistema de referencia giratorio, él experimenta, junto con todos los objetos a su alrededor, incluidos la regla y los relojes, una fuerza centrífuga que puede interpretar como el efecto de un campo gravitatorio. Este se manifiesta a través del hecho de que la razón entre circunferencia y diámetro de los círculos no es igual a π y depende de la posición de estos en el sistema de referencia, lo cual es una propiedad de los espacios curvos no euclídeos.

A continuación, Bob lleva uno de sus relojes hasta el borde de su disco. Alice constata que este reloj, que se desplaza con respecto a ella, marca el tiempo más lentamente que el otro, idéntico, que Bob ha dejado en el centro de su disco. Él solo puede hacer la misma observación. Así, Bob constatará que, en un campo gravitatorio no solo el espacio no es euclídeo, sino que el tiempo transcurre de manera desigual en distintos puntos. La distorsión gravitatoria afecta tanto al tiempo como al espacio, lo cual se expresa diciendo que el espacio-tiempo adquiere curvatura.

Para terminar de convencerse de que la geometría en su mundo ha cambiado, Bob apunta un haz de luz hacia la periferia de su disco. Para Alice, la luz va en línea recta a la velocidad *c*, pero, como el sistema de referencia *R'* gira, el haz alcanza el borde del disco en un punto que no se encuentra en la dirección a lo largo de la cual Bob lo ha dirigido. Su amigo hace la misma observación. Para él, el haz lumínico ha sido desviado por el campo gravitatorio al que está sometido y, por tanto, sigue en el espacio curvo una trayectoria que no es recta.

¿Cómo describir de forma cuantitativa estos efectos? Puesto que la intuición nos falla a la hora de imaginar con facilidad lo que representa la

curvatura en un espacio de tres o cuatro dimensiones, comencemos por situarnos, para hacernos una idea, en un espacio de dos dimensiones y supongamos, para empezar, que estamos confinados en una superficie plana, algo así como un escarabajo que se desplaza sobre un mantel. De acuerdo con la geometría ordinaria, llamada «euclídea», la que aprendemos en la escuela y a la que hice referencia antes en el marco de la relatividad especial, los diferentes puntos del plano pueden localizarse mediante sus coordenadas cartesianas, un par, al ser en dos dimensiones, de números *x* e *y* que indican su posición en un sistema de ejes ortogonales de dirección arbitraria. Las distancias entre dos puntos se expresan en este sistema, con ayuda del teorema de Pitágoras, como la raíz cuadrada de la suma de los cuadrados de las diferencias entre las coordenadas cartesianas de dichos puntos. Esta fórmula se basa en el hecho de que la suma de los ángulos de todo triángulo es de 180º, o π radianes.

Si, en lugar de moverse sobre una superficie plana, nuestro escarabajo se desplaza por un casquete esférico, todo triángulo trazado sobre este está compuesto por arcos de círculos que se cruzan formando ángulos cuya suma será mayor que π. Así, la geometría es *no euclídea* y el teorema de Pitágoras deja de ser válido. Las coordenadas cartesianas se sustituyen por las coordenadas curvilíneas *u* y *v* (por ejemplo, la latitud y la longitud de un punto sobre la esfera terrestre). La cuadrícula de líneas paralelas y ortogonales que permiten situar un punto en un plano se reemplaza por una malla de líneas de meridianos y latitudes, dos conjuntos de círculos trazados sobre la esfera que se cruzan en ángulo recto. La distancia entre dos puntos pasa a ser la longitud de arco del círculo más grande que pasa por ambos. Cuando dos puntos están próximos, la distancia solo depende, como en el caso de la geometría plana, de la pequeña diferencia *du* y *dv* entre las

coordenadas curvilíneas de los dos puntos, pero no se expresa a través del teorema de Pitágoras.

La expresión del cuadrado de la distancia de la geometría ordinaria, $ds^2 = dx^2 + dy^2$, se sustituye por una fórmula más general, de segundo orden en *du* y *dv*, que puede escribirse como $ds^2 = g_{uu}duv + g_{vv}dv^2$. Los coeficientes g_{uu} y g_{vv} definen la *métrica* local de la superficie. Es local porque, en general, ambos factores dependen del lugar sobre la esfera donde se defina la métrica. En las proximidades del ecuador los grados de longitud y de latitud son más o menos de la misma extensión y g_{uu} no difiere mucho de g_{vv}, como en la geometría euclídea. Por el contrario, cerca de los polos, la coordenada de longitud apenas cuenta porque todos los meridianos convergen en un mismo punto, y g_{vv} es mucho más pequeño que g_{uu}.

El caso de una superficie esférica de curvatura constante es particularmente simple. Para una extensión curva cualquiera en dos dimensiones, como hizo el matemático Riemann en el siglo XIX, se pueden definir de una infinidad de maneras las coordenadas curvilíneas *u* y *v*, que generalizan las longitudes y latitudes de la esfera, y para cada sistema de coordenadas, una métrica que define el cuadrado ds^2 de la distancia entre dos puntos próximos mediante una fórmula de segundo orden en *du* y *dv* que depende de tres coeficientes, g_{uu}, g_{uv} y g_{vv}. El cuadrado de la distancia se escribe entonces como: $ds^2 = g_{uu}du^2 + + g_{uv}dudv + g_{vv}dv^2$.

La curvatura del espacio-tiempo de cuatro dimensiones, que nos es imposible representar de manera intuitiva, está definida de forma análoga por una métrica dependiente de diez coeficientes, cuatro de los cuales multiplican los cuatro cuadrados de las coordenadas espaciotemporales curvilíneas, mientras que los seis restantes hacen lo propio con los productos mixtos de estas coordenadas entre ellas. Este conjunto de

coeficientes define lo que se conoce como el tensor métrico local del espacio-tiempo gravitatorio.

Einstein llegó así de forma progresiva a la idea de que el campo gravitatorio no es otra cosa que la curvatura del espacio-tiempo, definida por el valor del tensor métrico en cada punto. Este se expresa según la distribución de las masas presentes en el espacio. En ausencia de masa, el tensor se reduce al que describe la geometría casi euclídea de la relatividad especial, que solo tiene cuatro elementos no nulos: $g_{xx} = g_{yy} = g_{zz} = -1$ y $g_{tt} = 1$ (si se define la coordenada temporal como ct). Una masa altera la curvatura del espacio-tiempo a su alrededor, un poco como un peso puesto sobre una tela en tensión deforma su superficie y crea un hoyo en ella. La materia y la luz presentes en este espacio deformado siguen líneas curvas, desviadas por la presencia de las masas, calculables a partir de la expresión del tensor métrico en cada punto. Estas líneas, denominadas geodésicas del espacio-tiempo curvo, generalizan las líneas rectas que siguen las partículas que no están sometidas a ninguna fuerza en los espacios euclídeos de los sistemas de referencia inerciales. Como el físico estadounidense Archibald Wheeler expresó de forma lapidaria: «Las masas le dicen al espacio-tiempo cómo curvarse; este dicta a las masas cómo moverse». Las ecuaciones de la relatividad general que describen esta interacción entre las masas y la estructura geométrica del espacio-tiempo son complejas; y sus soluciones, difíciles de calcular en el caso general de campos gravitatorios intensos. En el límite de campos gravitatorios débiles, coinciden, salvo por pequeñas correcciones, con las soluciones de las ecuaciones de Newton.

A principios del siglo XX, las nuevas predicciones de las teorías de la relatividad —especial y general— eran muy difíciles de verificar. Los efectos relativistas esperados eran sumamente débiles en un mundo en el que las velocidades de los objetos eran muy pequeñas en comparación con

la de la luz. Incluso las que sí se podían medir, las de la Tierra y los planetas en sus órbitas alrededor del Sol, no superaban una diezmilésima parte de la velocidad de las ondas electromagnéticas. Los efectos de dilatación de los tiempos y contracción de las longitudes, así como los de la curvatura gravitatoria del espacio-tiempo, eran extraordinariamente débiles. Es notable que Einstein predijese la existencia de estos efectos, mediante el solo recurso de la deducción lógica, a partir de los principios simples de la relatividad cuando sus manifestaciones distaban tanto de ser observables.

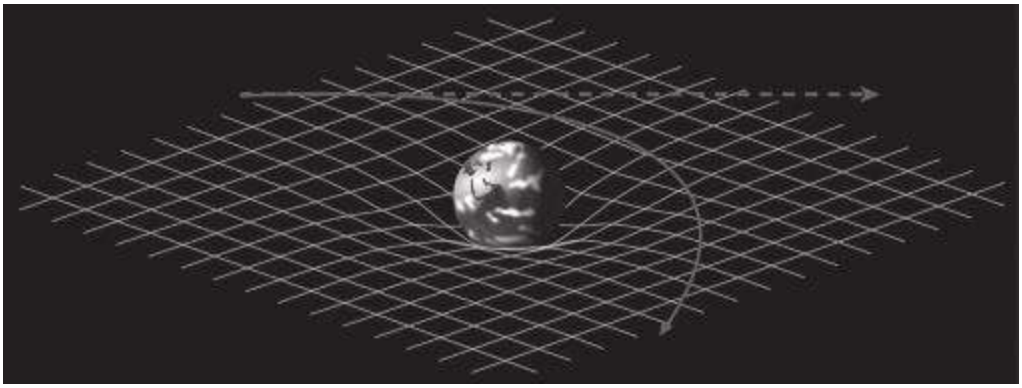


FIGURA 4.7. La relatividad general equipara la gravitación a la curvatura del espacio-tiempo. Las masas le dicen al espacio-tiempo cómo deformarse y este, por su parte, dicta a la masa-energía cómo moverse en este espacio curvo siguiendo sus geodésicas.

PREDICCIONES Y «POSDICCIONES» RELATIVISTAS

Hoy, tras los gigantescos avances tecnológicos acaecidos desde hace un siglo, sabemos acelerar partículas materiales —electrones, protones o muones— a velocidades muy cercanas a la de la luz. Constatamos que la masa inercial de todas ellas es, efectivamente, millones de veces más grande que la que tienen en reposo, lo que exige para su aceleración colosales campos magnéticos que solo pueden producir máquinas

descomunales, como la del CERN, en Ginebra, que tiene veintisiete kilómetros de circunferencia. Las partículas inestables, como los muones, que en reposo solo existen unos pocos microsegundos, duran mil veces más tiempo en los aceleradores, lo que constituye una impactante ilustración de la paradoja de los gemelos de Langevin. Somos también capaces de medir la masa de los átomos, así como de sus núcleos antes y después de una reacción química o nuclear, y de verificar con precisión la validez de la fórmula $E = mc^2$.

Las mediciones del tiempo también han hecho progresos gigantescos gracias al desarrollo de los relojes atómicos. Relojes comerciales a bordo de aviones o satélites verifican el efecto de la dilatación de los tiempos de la relatividad especial con una precisión del orden de 10^{-14}. Y también han hecho posible observar el efecto de la curvatura gravitatoria sobre el transcurso del tiempo al mostrar cómo difiere el periodo del tictac de dos relojes situados a altitudes distintas.

Estos efectos gravitatorios y relativistas, que producen retardos en los relojes de unas decenas de microsegundos al día, pueden parecer sumamente débiles y despreciables, pero son importantes y su corrección es ahora algo rutinario en el GPS, el sistema de navegación que permite, a partir de triangulaciones hechas mediante la recepción de pulsos electromagnéticos de distintos satélites, posicionarnos sobre la Tierra con gran precisión. Si los ordenadores encargados de calcular esto no tuviesen en cuenta los efectos relativistas, sus indicaciones introducirían errores de varios kilómetros. Cuando usamos a diario el GPS, estamos realizando, sin ser conscientes de ello, pruebas sumamente precisas de la relatividad especial y general, algo que Einstein y sus contemporáneos no eran capaces de hacer, ni de imaginar siquiera. Estamos muy lejos de los métodos de navegación del siglo XVIII, basados en la observación de las reapariciones

periódicas de los satélites de Júpiter o del tictac del cronómetro de Harrison, pero la idea es la misma. Utilizamos los conocimientos adquiridos gracias a los descubrimientos derivados de la pura curiosidad —la investigación *blue sky*— para nuestra navegación diaria, y en innumerables aplicaciones prácticas más.

Los avances en astronomía y astrofísica también han confirmado asombrosamente las predicciones de la relatividad general para campos gravitatorios intensos. La existencia de agujeros negros, que la teoría predice, ha sido demostrada por numerosas observaciones. Estos son el estadio final de grandes estrellas que se han quedado sin combustible nuclear y colapsan sobre sí mismas para producir una singularidad en el campo gravitatorio, un «pozo» gravitatorio del que ni siquiera la luz puede escapar. En el borde de estos agujeros, la curvatura del espacio-tiempo es tan intensa que el tiempo se detiene. Es una situación que Einstein atisbó en su experimento del disco giratorio. Si el borde del disco alcanza una velocidad cercana a la de la luz, la dilatación de Lorentz hace que el tiempo se estire hasta el infinito. La gigantesca fuerza centrífuga del disco es entonces igual a la fuerza gravitatoria que la materia experimenta en el horizonte de un agujero negro, el límite más allá del cual esta es absorbida para siempre por el pozo gravitatorio.

FIGURA 4.8. El sistema GPS hace uso de las señales de relojes atómicos a bordo de una red de satélites que orbitan alrededor de la Tierra. Las correcciones de la relatividad especial y general son fundamentales en el tratamiento de estas señales; sin ellas, las indicaciones del GPS cometerían errores de varios kilómetros.

Las ecuaciones de la relatividad general también demuestran que la gravitación no actúa a distancia de manera instantánea, sino que la curvatura del espacio-tiempo se propaga de una región del universo a otra a la velocidad de la luz, como una onda que deforma el tejido cósmico. Las ecuaciones de Einstein predicen las ondas gravitatorias, aunque su existencia fue objeto de debate durante mucho tiempo, incluso para el propio Einstein, debido a la gran dificultad matemática para resolverlas en el régimen de campos gravitatorios intensos. Su descubrimiento, usando antenas gravitatorias, que son gigantescas versiones del interferómetro de Michelson, fue noticia en febrero de 2016.

En el primer acontecimiento detectado, la fuente de las ondas fue la coalescencia de dos agujeros negros situados a más de mil millones de años luz de nuestro planeta que orbitaban uno alrededor del otro y acabaron

fundiéndose en un solo cuerpo, ¡emitiendo en una fracción de segundo una energía gravitatoria igual a tres masas solares! Este fenómeno cataclísmico produjo un ínfimo desplazamiento de los espejos de los interferómetros de Michelson, del orden de una mil millonésima parte del tamaño del átomo.

En 1915, todas estas observaciones eran inconcebibles. No había relojes lo suficientemente precisos para medir los efectos de dilatación temporal producidos por desplazamientos a velocidades pequeñísimas en comparación con la de la luz, o por los débiles efectos gravitatorios debidos a los planetas o al Sol. Los interferómetros en los que circulaba la luz clásica eran sensibles, en el mejor de los casos, a desplazamientos del orden de una décima o una centésima parte de la franja. La sensibilidad de una diezmilmillonésima de franja necesaria para detectar las ondas gravitatorias tuvo que esperar hasta la invención del láser y la consecución de múltiples proezas tecnológicas que eran inimaginables a principios del siglo pasado.

Sin embargo, en su artículo de 1915 Einstein mencionó dos efectos de la relatividad general ya observables en su época por medio de mediciones astronómicas, que aportaron una pequeña corrección a las predicciones de la física newtoniana clásica, contribuyendo así a validar su teoría. El primero de ellos era en realidad una «posdicción». Los astrónomos del siglo XIX habían observado con precisión la órbita del planeta Mercurio, el más cercano al Sol y, por tanto, el que experimenta con mayor intensidad los efectos gravitatorios de nuestra estrella. Habían constatado que la trayectoria de este planeta alrededor del Sol no se cerraba del todo sobre sí misma con cada revolución, sino que el eje de la órbita giraba muy lentamente en su plano, al ritmo de unos 0,159 grados (574 segundos de arco) por siglo. Una gran parte de esta minúscula frecuencia de precesión se explicaba por la perturbación de los demás planetas conocidos, en particular Venus y la Tierra. Pero quedaba una ínfima diferencia, de 43 segundos de

arco por siglo, que no se comprendía. En la década de 1850, Le Verrier, el hombre que descubrió Neptuno, había intentado determinar la órbita de un hipotético planeta próximo al Sol que habría podido explicar dicha anomalía. Pero no se encontró ningún planeta y el misterio del exceso de precesión del perihelio de Mercurio permaneció sin resolver hasta que Einstein dio cuenta a la perfección, utilizando la solución para el límite de campos gravitatorios débiles de sus ecuaciones de la relatividad general, de la velocidad de precesión medida. Las observaciones de Le Verrier no alumbraron un nuevo planeta, pero sí contribuyeron a confirmar el nacimiento de una nueva teoría del universo.

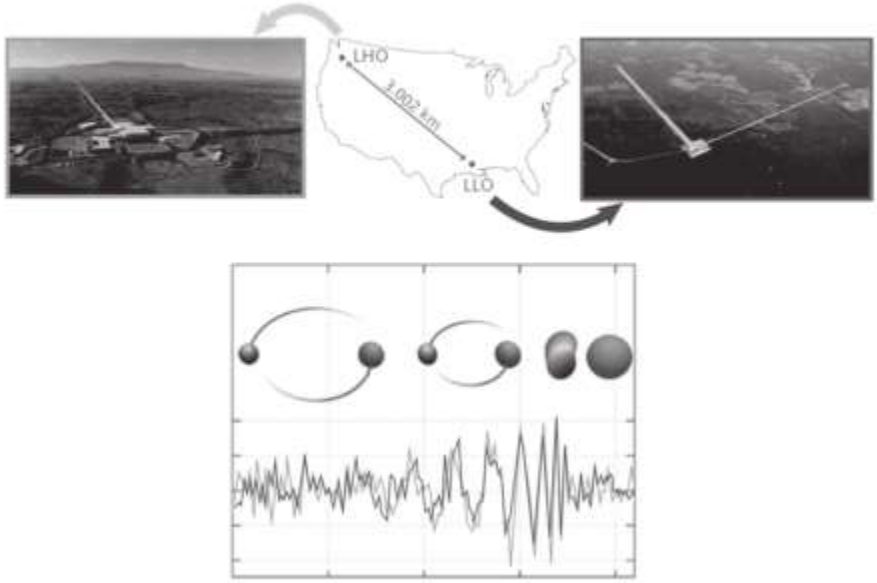


FIGURA 4.9. Detección de ondas gravitatorias por las dos antenas de LIGO (Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory) situadas a tres mil kilómetros de distancia en los estados de Washington y Luisiana, en Estados Unidos. Se trata de gigantescos interferómetros de Michelson sensibles a un desplazamiento de los espejos del orden de 10^{-18} metros, que equivale a una billonésima de interfranja. La señal oscilatoria es captada de forma correlativa por ambos detectores (*señales gris claro y gris oscuro*) e indica el paso de una onda gravitatoria emitida en menos de un segundo a más de mil millones de años luz de la Tierra por dos agujeros negros que orbitaban el uno

alrededor del otro a velocidad creciente hasta acabar por fusionarse (*Physical Review Letters*, 2016, n.º 116, 061102*)*.

El segundo efecto que Einstein predijo, y que Newton no había previsto exactamente, fue el de la desviación de un haz de luz en el campo gravitatorio de una estrella. Pero decir esto del inglés exige una aclaración. Este pensaba, como ya vimos, que la luz estaba constituida de hipotéticas partículas de masa desconocida, de las que había sugerido que, con independencia de cuál fuera su masa inercial, debían ser desviadas por el campo gravitatorio del Sol. El efecto es fácil de calcular usando la mecánica clásica, y se obtiene, para un haz de luz tangente al astro rey, un minúsculo ángulo de desviación de 0,8 segundos de arco. Este ángulo fue calculado por un astrónomo alemán, Johann von Soldner, un siglo antes de Einstein. La teoría de la relatividad general, que equipara masa y energía, daba el mismo ángulo, antes de que su autor tuviese en cuenta el efecto adicional de la curvatura del espacio-tiempo en las proximidades del Sol. Al sumar ambos efectos, Einstein obtuvo finalmente una desviación de 1,7 segundos de arco, alrededor del doble de la predicción de Newton. Propuso verificar este resultado con ocasión del eclipse de Sol que se esperaba para mayo de 1919, unos meses después del final de la Primera Guerra Mundial.

El Sol debía quedar oculto por la Luna frente a un fondo plagado de estrellas situadas muy lejos del sistema solar y, por tanto, fijas en el cielo. Una estrella ubicada en el borde del disco solar se volvería visible en el momento del eclipse y su posición aparente estaría desplazada por esos 1,7 segundos de arco. Para medir este desplazamiento, bastaría con comparar la posición de esta estrella con respecto a las demás durante el eclipse y a la noche siguiente.

El astrónomo inglés Eddington dirigió dos expediciones —una al nordeste de Brasil y la otra a la isla de Príncipe, en el golfo de Guinea—

para realizar esas mediciones en dos puntos de la trayectoria de la sombra lunar. Tras revelar las placas fotográficas y someter las imágenes a un complejo análisis estadístico, Eddington anunció, en septiembre de 1919, que el veredicto era claro: la desviación era igual a los 1,7 segundos de arco de Einstein y no a los 0,8 de Newton. La noticia, difundida por todos los periódicos del planeta, hizo del alemán una celebridad mundial de la noche a la mañana por una diferencia de 0,9 segundos de arco. Era el científico que acababa de demostrar que vivíamos en un espacio curvo y que había cambiado con ello nuestra visión del mundo de una forma tan profunda como Copérnico lo había hecho cuatro siglos antes. Lo cual resultó ser cierto por todo el resto de la historia que ya he contado aquí. Pero la prueba que Eddington aportó era, cuando menos, poco sólida. Sus mediciones estaban plagadas de imprecisiones y de errores que su análisis estadístico era incapaz de corregir realmente. En algunas de las placas, la posición de la estrella parecía más próxima de los 0,8 segundos de arco de Newton que del valor de Einstein. El problema era que Eddington conocía este valor y deseaba confirmarlo. Resulta que la teoría que pretendía verificar era correcta, y la posteridad disculpó los pequeños apaños, voluntarios o inconscientes, que introdujo para confirmarla rechazando determinados tópicos demasiado favorables a Newton.

Este experimento se presenta a menudo como una brillante confirmación histórica de la teoría de Einstein. Es un relato bonito, con el telón de fondo de una expedición a los trópicos y la reconciliación, gracias a la ciencia, de investigadores británicos y alemanes después de una sangrienta guerra mundial. La verdad es que, si esta hubiera sido la única prueba de la relatividad general, seguramente habría generado muchas dudas. Como vimos, las verdaderas evidencias llegaron más tarde, y ahora son incontables. Eddington tuvo la suerte de acertar, aunque sus observaciones

fueran cuestionables. Hay muchos otros ejemplos en la historia de la ciencia de observaciones empañadas por errores, a veces deliberados, porque el experimentador sabía demasiado bien lo que quería encontrar. Cuando la intuición es correcta, los errores experimentales, voluntarios o no, se acaban perdonando. En cualquier caso, Einstein no necesitaba esta ayuda; se dice que nunca dudó de cuál sería el resultado del eclipse y que se fue a dormir tranquilamente esa noche sin esperar noticias de Eddington. La historia le acabó dando la razón, e incluso superó sus expectativas.

Lo cierto es que, para el gran público, el nombre de Einstein sigue siendo indisociable de la relatividad. Su teoría, de la que Eddington afirmó que solo dos personas en el mundo la entendían de verdad —¿en quién estaría pensando?—, sigue dejando al común de los mortales con una sensación a medio camino entre el asombro y la extrañeza vagamente inquietante. Un siglo después de Eddington, con la detección de las ondas gravitatorias se repitió la oleada mediática de 1919. De nuevo, el nombre de Einstein se pronunció junto al de estos fenómenos, diminutas deformaciones del espacio-tiempo portadoras de abundante información sobre el universo.

Pero la teoría de la relatividad es solo un aspecto de la obra científica de Einstein. Su papel a la hora de disipar la segunda nube de lord Kelvin y de retirar el velo que cubría las leyes del mundo microscópico fue también esencial. En 1905, el mismo año de sus trabajos sobre la relatividad especial, Einstein escribió el primer artículo sobre la cuantización de la luz. En los años siguientes, contribuyó al desarrollo de la teoría cuántica, cuyas consecuencias tecnológicas son hoy innumerables. Por tanto, es razonable afirmar que su aportación al nacimiento de la física cuántica ha tenido más influencia en nuestra vida cotidiana que su descubrimiento de la relatividad.

Sin embargo, hay una gran diferencia entre estas dos facetas de la monumental obra de Einstein. La relatividad había surgido de su cabeza, de

una sola idea que se impuso por la fuerza de su lógica. La observación experimental no había tenido prácticamente ninguna influencia en el desarrollo de la teoría; ni siquiera el experimento de Michelson, que el alemán nunca mencionó en sus trabajos sobre la relatividad. Para él, la constancia de la velocidad de la luz en un sistema de referencia inercial era una necesidad teórica, y si Michelson hubiera observado un desplazamiento de franja en su experimento, Einstein probablemente lo habría atribuido a un error del experimentador.

De hecho, se dice que cuando se encontró cara a cara con el estadounidense, durante su primera visita a California, en 1931, lo saludó con cortesía como a los demás profesores cuando el rector de la universidad se los presentó, sin mencionar la influencia que hubiera podido tener sobre él el resultado negativo del famoso experimento. Su anfitrión estaba visiblemente decepcionado por la falta de atención especial de Einstein hacia el viejo científico que había pasado el resto de su vida, desde 1887, perfeccionando su experimento para intentar demostrar en vano la existencia de un éter que la teoría de la relatividad había hecho desaparecer. La investigación de Michelson, como todas las que posteriormente trataron de verificar la constancia de la velocidad de la luz con una precisión cada vez mayor, no había perdido su utilidad, pero la carga de la prueba se había invertido: no era la teoría la que debía explicar las observaciones, sino que estas debían verificar la validez del principio de relatividad.

Para Einstein, la primera nube de lord Kelvin se había disipado por la fuerza de los argumentos racionales, sin necesidad de ninguna forma de observación. La segunda nube, que envolvía en misterio las propiedades de la radiación térmica, era harina de otro costal. Para despejarla, Einstein y otros físicos desarrollaron la teoría cuántica, guiados por nuevas observaciones del mundo microscópico, en un complejo y fecundo ir y

venir entre el experimento y la teoría. El alemán siguió volcando en ella su genio y su extraordinaria intuición sobre física, pero nunca se sintió tan cómodo con los cuantos como con la relatividad. Mientras que el principio de esta última teoría enseguida le resultó evidente, los postulados de la física cuántica, a cuya emergencia contribuyó a veces a regañadientes, le dejaron hasta el fin de sus días una sensación de desazón e incompletitud. La historia del nacimiento de la física cuántica, que abordaremos en el capítulo siguiente, es pues más compleja y, en algunos aspectos, más dramática que la de la relatividad.

5

La luz revela el extraño mundo de los cuantos

En una vitrina del Instituto Niels Bohr, en Copenhague, puede verse expuesta una rara cajita de metal. Está colgada de un muelle a un marco de madera con una regla graduada. Una flecha pegada a la caja apunta a esa regla y parece que permite pesarla, dado que está colgada del muelle. En una pequeña placa negra que cierra la caja por su cara delantera se pueden leer unas fórmulas escritas en letras blancas acompañadas de la doble firma A. E. ↔ N. B. Está ligeramente levantada y deja ver algunos instrumentos del interior de la caja. Este objeto, según se lee en una ficha situada bajo la vitrina, fue un regalo de Navidad ofrecido a Albert Einstein y a Niels Bohr en 1930 por George Gamow, un joven profesor visitante del instituto de espíritu bromista. Reproduce de manera humorística la *caja de fotones* de un célebre experimento mental imaginado por Einstein y Bohr en el curso de sus debates sobre los principios de la joven física cuántica.

El instituto, creado diez años antes, se había convertido en la meca de esa nueva rama científica y Bohr era su jefe incontestado, el hombre que había enunciado sus leyes y dictado la manera de entenderlas. *La interpretación de Copenhague* iba a convertirse en la ortodoxia seguida por la mayoría de los físicos a lo largo de las décadas siguientes. Como Gamow, la mayor parte de los actores que contribuyeron al nacimiento de la teoría pasaron en esta época por la capital danesa. Las famosas relaciones de indeterminación fueron establecidas por Werner Heisenberg después de una de sus visitas al

instituto. Bohr enunció y precisó el sentido del principio de complementariedad de la teoría cuántica analizando las profundas implicaciones de esas relaciones. No todos los interlocutores del científico danés estaban convencidos del concepto, pero él siempre se empeñaba en conseguir que aceptasen que su visión del mundo cuántico era la única que describía de manera coherente el comportamiento de la materia a la escala de los átomos y los fotones.

En esos debates, Bohr se opuso en particular a Einstein, el hombre que había introducido los cuantos en física un cuarto de siglo antes, pero que se negaba a admitir que la interpretación que el danés hacía de ellos era la última palabra de la historia. La caja de fotones, un experimento mental crucial sobre el que ambos se habían enfrentado, simbolizaba ese debate que dio un giro crítico en el congreso Solvay de 1930. Al pegar a su caja un sello con el perfil de Einstein y la palabra inglesa *patent* («patente») escrita encima, Gamow tal vez quería subrayar con ironía que N. B. había intentado, con ocasión de aquel debate, dar a la teoría una patente de autenticidad y de completitud. Ese sello quizá significaba también, de manera paradójica, que se trataba de un debate teórico, del que los protagonistas no esperaban ciertamente sacar ninguna invención práctica patentable.

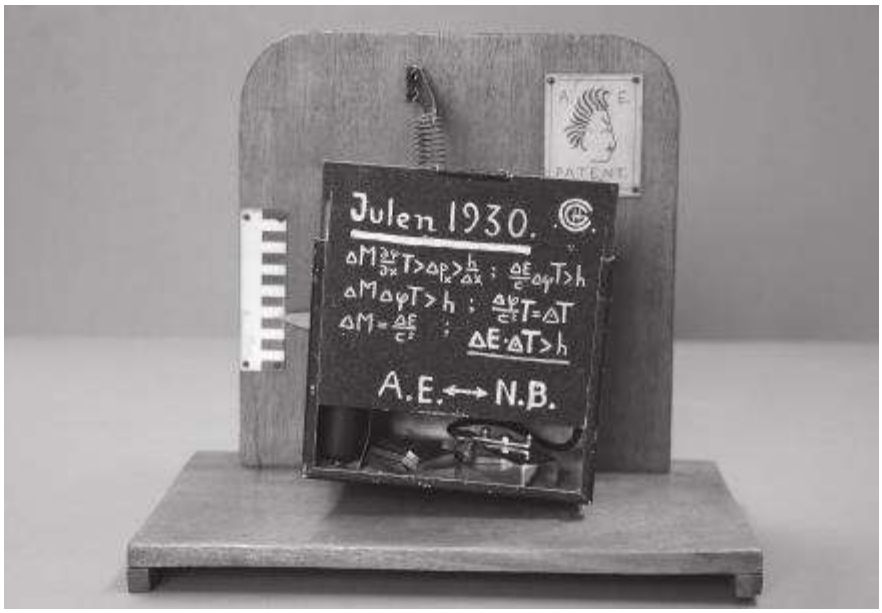


FIGURA 5.1. La caja de fotones de Gamow, que este regaló a Einstein y Bohr en 1930 como recuerdo de su famoso debate sobre las relaciones de indeterminación en el congreso Solvay de aquel año (véase Figura 5.10) (foto: Haakon Bergest, Archivos Niels Bohr, Copenhague).

Antes de descifrar las misteriosas siglas escritas en la tapa negra de la caja de fotones, vamos a continuar este capítulo con la historia del nacimiento y la evolución de las ideas cuánticas. Einstein, como en el capítulo anterior, nos servirá de guía por muchas razones. Él fue el primero en sentar, en 1905, las bases de esta nueva física al introducir el concepto de fotón. Durante los veinte años siguientes, aportó contribuciones esenciales al desarrollo de la teoría cuántica. Animó constantemente a los jóvenes físicos de la generación que sucedió a la suya a profundizar en sus reflexiones y a afinar sus experimentos hasta que por fin se levantara, en 1925, el velo que ocultaba las leyes matemáticas del mundo microscópico. Es notable que lograra todo ello entonces, mientras desarrollaba en paralelo las teorías de la relatividad especial y general.

Einstein criticó con posterioridad la manera en que se interpretaban esas leyes en Copenhague y buscó una verdad que fuese más allá de lo que

describían. Sus críticas tuvieron efectos positivos porque espolearon a Bohr y Heisenberg y los llevaron a precisar y afinar el significado de las relaciones de incertidumbre y del principio de complementariedad. Las reflexiones de Einstein lo condujeron finalmente, en los años treinta, a analizar el fenómeno del entrelazamiento cuántico, sin duda el más desconcertante y contraintuitivo de esta nueva física. Las ideas que expuso entonces estimulan aún hoy una corriente de investigación sumamente activa y prometedora, la de la información cuántica.

Volvamos, pues, una vez más al milagroso año de 1905. Apenas dos meses antes de su artículo fundacional sobre la relatividad, Einstein publicó otro cuyo título es sorprendente por sus connotaciones filosóficas en una revista científica: «Un punto de vista heurístico sobre la producción y la transformación de la luz». En él, mataba dos pájaros de un tiro: daba una explicación a las propiedades hasta entonces incomprendidas de la radiación térmica e interpretaba las sorprendentes características del efecto fotoeléctrico que hacía poco se había observado. Al hacerlo, introdujo los revolucionarios conceptos de fotón y de *dualismo entre ondas y partículas*.

LA CATÁSTROFE ULTRAVIOLETA

Recordemos que la segunda nube mencionada por lord Kelvin en su conferencia de 1900 en la Royal Institution aludía a la distribución espectral de la luz emitida por los cuerpos calientes, lo que se denomina radiación térmica o radiación del cuerpo negro. Todo objeto irradia luz, visible, infrarroja y ultravioleta, cuyo espectro depende de la temperatura. Esta radiación puede observarse manteniendo a una temperatura T una cavidad cuyas paredes absorban la luz que reciben (de ahí el nombre de cuerpo

negro) y midiendo las radiaciones que escapan por un pequeño agujero perforado en una de las paredes. La distribución de las longitudes de onda de la luz emitida a una temperatura fija había sido medida por experimentos precisos a finales del siglo XIX. La curva de la intensidad irradiada en función de la frecuencia tiene forma de campana, con un máximo que tiende a altas frecuencias, es decir, a las longitudes de onda pequeñas, a medida que aumenta la temperatura. Este hecho experimental es fácil de observar: a temperatura ordinaria, el máximo de radiación para el infrarrojo está en torno a 10 micras de longitud de onda. Al calentarlo, el recipiente comienza a emitir luz roja. A más temperatura, la luz torna hacia el naranja y después al amarillo. A cualquier temperatura, la curva tiende a 0 para longitudes de onda grandes y pequeñas.

Sorprendentemente, la física clásica no explica estas simples características. Según Maxwell, cada componente de frecuencia del campo electromagnético en una cavidad es análoga a un pequeño oscilador vibrante. El número de estos osciladores elementales en un pequeño intervalo espectral alrededor de una frecuencia v crece con el cuadrado de la misma. Este fenómeno se comprende de manera cualitativa: cuanto mayor es la frecuencia, más pequeña es la longitud de onda y más son los modos del campo susceptibles de oscilar entre las paredes de una cavidad de dimensión dada.

Por otra parte, la termodinámica cuántica dice que la energía del campo debe repartirse equitativamente entre todos sus modos de oscilación y que cada uno de ellos tiene una energía media proporcional a la temperatura absoluta T. Esta es igual a la temperatura centígrada ordinaria incrementada en 273,16 ºC. Se la llama temperatura absoluta porque el cero de su escala corresponde a la anulación de toda agitación térmica, cuando todos los grados de libertad de un sistema están congelados en su estado fundamental

de energía mínima. La temperatura absoluta se mide en kelvins, en honor de quien advirtió las dos nubecillas. Esta magnitud es siempre positiva, porque no puede haber agitación térmica por debajo de la inmovilidad absoluta. Por otra parte, este estado no puede alcanzarse jamás, aunque ahora sabemos cómo aproximarnos a algunas milmillonésimas de kelvin de él.

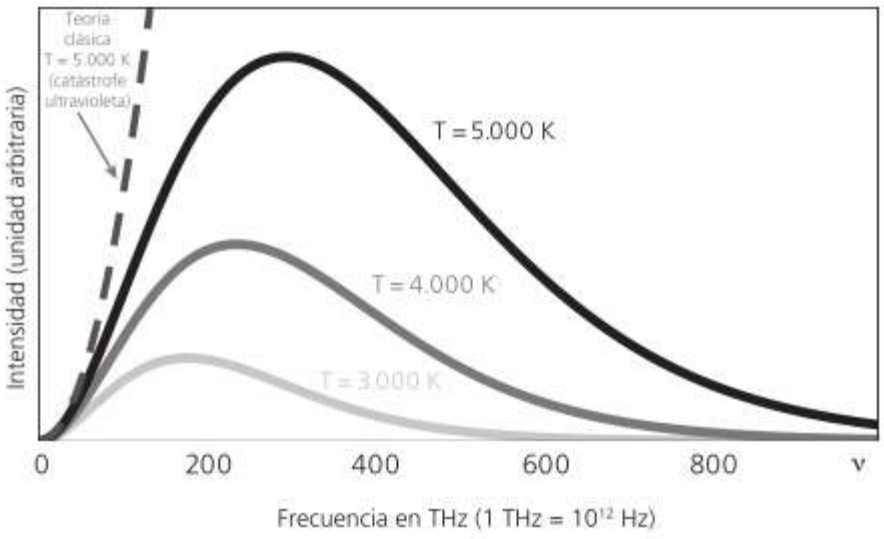


FIGURA 5.2. Espectro de la radiación térmica a diferentes temperaturas *T*. Cuando *T* aumenta, el punto máximo de la curva ocurre a frecuencias cada vez más elevadas, o sea, hacia longitudes de onda cortas. La teoría clásica (indicada en trazo discontinuo para la temperatura más elevada *T* = 5.000 K) predice una intensidad tendente al infinito para las longitudes de onda cortas («catástrofe ultravioleta»).

Fue Boltzmann quien introdujo en física la constante de proporcionalidad k_B entre la energía media de un modo del campo electromagnético y la temperatura absoluta *T*. La equipartición de la energía entre todos los modos expresa un principio «democrático» según el cual la naturaleza tiende al equilibrio térmico, a repartir equitativamente entre todos sus grados de libertad la energía de un sistema a una temperatura dada. Si en un instante la energía está distribuida de forma desigual, los intercambios

térmicos tenderán a suprimir las diferencias de excitación entre los osciladores, por lo que la intensidad de la radiación térmica que escapa de la cavidad a una frecuencia v dada debería ser proporcional a k_BT y a v^2. Esta ley, establecida por los físicos Rayleigh y Jeans, explica perfectamente la distribución espectral de la radiación térmica a pequeñas frecuencias, es decir, a grandes longitudes de onda. Pero a longitudes de onda cortas se aleja del espectro observado y conduce a un absurdo: la radiación diverge y tiende a infinito con la frecuencia, lo que físicamente no tiene sentido. Esto es lo que se conoce como la «catástrofe ultravioleta».

Planck había encontrado en 1900 una fórmula matemática que se ajustaba bien a los experimentos y permitía evitar esa catástrofe postulando que los intercambios de energía entre la luz y la materia solo se podían hacer mediante elementos discretos o cuantos de energía hv, proporcionales a la frecuencia. Presentó así la famosa constante de proporcionalidad h entre energía y frecuencia que lleva su nombre. Pero esta introducción de los cuantos se interpretó como una astucia matemática, una medida *ad hoc* para intentar salvar la física clásica y disipar así la segunda nube de lord Kelvin. En este sentido, desempeñaba un papel análogo al de la fórmula de contracción de las longitudes que Lorentz había imaginado para resolver el misterio de la primera nube. Einstein no quedó satisfecho con una explicación de esta naturaleza.

LA LUZ ENTRE ONDAS Y PARTÍCULAS

Para el joven físico de Berna, los cuantos adquirieron un sentido más profundo. Los intercambios entre luz y materia no eran los únicos cuantizados, sino que también debían estarlo las propias energías de los

osciladores del campo. Planteó la hipótesis de que cada uno de los modos del campo posee una escala de energía cuyo intervalo entre los niveles, *hv*, es proporcional a la frecuencia. No está permitida ninguna de las energías intermedias. Saltar de un nivel al siguiente consiste en emitir o absorber un grano de energía lumínica, lo que más tarde se llamaría un fotón. Cuanto mayor es la frecuencia, más grande es el intervalo entre los niveles y más energía requiere la subida de la escala. El campo térmico en cada modo se encuentra así atrapado entre restricciones termodinámicas antagónicas.

Precisemos este antagonismo recordando algunas nociones simples de termodinámica. Esta ciencia, establecida en su forma definitiva por Gibbs en Estados Unidos y Boltzmann en Austria a finales del siglo XIX, introdujo una función *F*, denominada energía libre, para estudiar el equilibrio de un sistema físico en contacto con un entorno a la temperatura *T*. Dicha función es igual a $E - TS$, donde *E* es la energía del sistema y *S* su entropía, una magnitud que mide su grado de desorden. El segundo principio de la termodinámica dice que todo sistema mantenido a la temperatura *T* tiende a *minimizar* su energía libre.

Para expresarnos de una manera gráfica y un poco antropomórfica, un sistema termodinámico en equilibrio a la temperatura *T* es a la vez «perezoso» (a entropía constante, «quiere» disminuir su energía, lo que hace que disminuya *F*) y «desordenado» (a energía constante, «desea» aumentar su entropía, lo que también reduce *F*). Según la temperatura, prevalece una u otra de esas tendencias. A muy baja temperatura, será propenso a ser perezoso y buscará el estado de energía más baja. A alta temperatura, preferirá ser desordenado para aumentar *S* todo lo posible. A una temperatura intermedia, elegirá un término medio que mantenga un equilibrio óptimo entre *E* y *S* con objeto de minimizar *F*.

El teorema de equipartición de la energía de los osciladores, que da a

cada uno un valor medio de k_BT, resulta de este arreglo, *siempre que las energías puedan variar de forma continua*. La situación resulta muy diferente si estas solo pueden variar mediante saltos discretos y cada oscilador presenta una escala con niveles equidistantes. En busca de la componenda entre minimizar su energía, es decir, mantenerse al nivel más bajo posible de cada escala, y maximizar su entropía, es decir, ocupar tantos niveles como sea posible para aumentar el desorden, la «elección» del campo va a depender de su frecuencia y de la temperatura. A baja frecuencia, hay muchos niveles que tienen una energía del orden de k_BT, y la ley de equipartición, así como la fórmula de Rayleigh-Jeans que la recoge, resulta una buena aproximación. Pero cuando hv llega a ser del orden de k_BT, subir en la escala cuesta demasiada energía para que el sistema pueda aumentar su entropía ocupando muchos niveles mientras mantiene baja su energía libre. La pereza prevalece entonces sobre el desorden. Los osciladores cuánticos de alta frecuencia permanecen congelados en su estado fundamental, lo que elimina la catástrofe ultravioleta y conduce a la ley de Planck.

En el mismo artículo, Einstein mostraba que la noción de fotón explicaba otro misterio de la luz: las extrañas propiedades del efecto fotoeléctrico. Cuando se irradia un metal, este puede emitir electrones, partículas elementales descubiertas en 1897. Pero el efecto fotoeléctrico tiene una característica extraña: solo se produce cuando la luz es de una frecuencia superior a un umbral que depende del metal. Por debajo de ese umbral, cualquiera que sea la intensidad lumínica, no se emite ningún electrón; por encima, incluso una luz muy débil extrae electrones.

Einstein explicó ese resultado postulando que un electrón del metal debe absorber un fotón para liberarse, y que este debe tener una energía mínima de extracción W, de ahí el umbral de frecuencia. Si la luz, incluso cuando es

intensa, no tiene una frecuencia suficientemente alta, ninguno de sus fotones puede extraer un electrón. Por analogía, se comprende que cuando una nevada abundante y continua caiga sobre una superficie frágil tendrá menos efecto perturbador que una granizada, en la que la misma agua helada llega en forma de entidades energéticamente discretas.

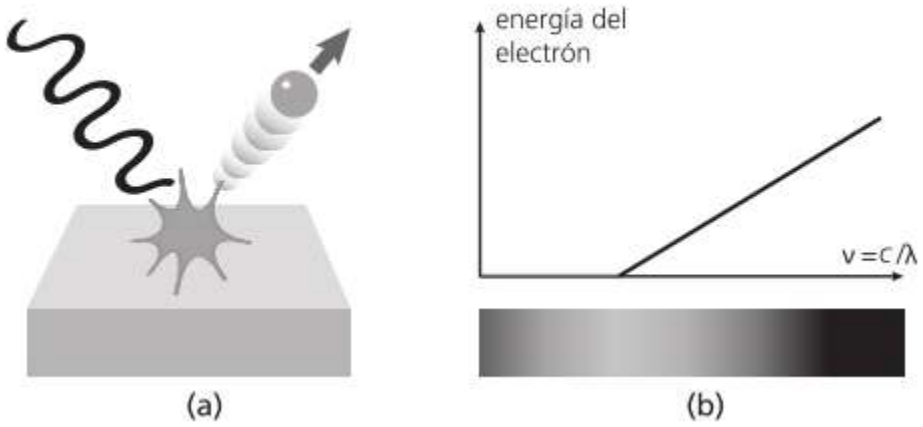


FIGURA 5.3. El efecto fotoeléctrico. (a) Por encima de una frecuencia umbral, la luz arranca electrones de una superficie metálica. (b) La teoría de Einstein predice que la energía de los electrones expulsados solo depende del color de la luz. A partir de un valor nulo en el umbral, esta energía aumenta con la frecuencia de la onda lumínica, y la pendiente de esta variación es igual a la constante de Planck *h*.

Einstein predijo además una propiedad que aún no se había observado. Si la frecuencia de la luz se aumentaba por encima del umbral, el excedente de energía suministrada debía traducirse en un incremento de la energía cinética de los electrones extraídos, que variaba de manera lineal con la frecuencia de la luz. La pendiente de esa variación debía permitir una nueva medición de la constante de Planck. La verificación, unos años más tarde, de ese resultado por el físico estadounidense Robert Millikan motivó el

Premio Nobel que Einstein recibió en 1921, en cuya concesión se hacía referencia a la elucidación del efecto fotoeléctrico, y no a la relatividad.

Al asumir que la cuantización de las energías no era una astucia matemática, sino una verdad física profunda, Einstein dio un paso de gigante. Desde los experimentos de Young y Fresnel, así como de la teoría de Maxwell, se admitía que la luz era una onda, como había propuesto Huygens ya en el siglo XVII, y se había abandonado la teoría corpuscular, propuesta por Newton. En su artículo sobre la luz de 1905, Einstein no rechazaba ni la teoría ondulatoria ni las ecuaciones de Maxwell —aunque, por otra parte, se había apoyado en ellas para desarrollar la relatividad—, pero afirmaba de manera revolucionaria que la luz era una onda, dado que se propagaba y se manifestaba en fenómenos de interferencia, y que estaba formada por entidades discretas cuando interactuaba con la materia.

De manera inesperada, reconcilió así a Huygens y Newton e introdujo un principio de dualismo que iba a dominar la física a partir de entonces. El fotón, manifestación corpuscular de la luz, se propaga a la velocidad límite de la información, c. Cada fotón de una onda plana de energía $h\nu$ tiene asociado, según la relatividad especial, el momento $h\nu/c$. Si la luz está polarizada circularmente, tiene también un momento angular, y cada fotón transporta una unidad igual a $h/2\pi = \hbar$ (véase el capítulo 1).

LOS CUANTOS SE GENERALIZAN A LA MATERIA

Lo que hace excepcional a Einstein es su capacidad de sacar conclusiones de sus descubrimientos sin dejarse cegar por ideas preconcebidas, y de generalizar los resultados obtenidos en un ámbito a otros campos de la física. Tras comprender la necesidad de cuantizar los osciladores lumínicos,

extrapoló este resultado al estudio de los osciladores mecánicos que son los átomos de un sólido. Estos vibran alrededor de sus posiciones de equilibrio con frecuencias que dependen de la estructura cristalina y que son mayores cuanto más rígido es el sólido. Desde el siglo XIX, y gracias a los físicos franceses Dulong y Petit, se sabía que el calor atómico específico de los sólidos, es decir, la cantidad de energía que había que aportar por átomo para aumentar su temperatura un grado, tomaba, para un gran número de elementos, un valor igual a tres veces la constante de Boltzmann.

Ese resultado era una consecuencia de la equipartición de la energía, en la que cada átomo corresponde a tres osciladores elementales que vibran en las tres direcciones del espacio. Había, sin embargo, excepciones a esa regla: por ejemplo, el diamante tiene un calor específico por átomo de carbono inferior a ese valor. Einstein formuló la hipótesis de que los osciladores atómicos estaban cuantizados, como los osciladores del campo electromagnético, y que debían vibrar más rápidamente en el diamante que en otros elementos para los que se cumplía la ley de Dulong y Petit. Por eso, como ocurría con la radiación térmica, las excitaciones de esos osciladores de alta frecuencia debían permanecer congeladas a la temperatura ambiente. Los experimentos confirman que, cuando el diamante se calienta lo suficiente, su calor específico aumenta y satisface la ley de Dulong y Petit. De manera inversa, Einstein predijo que a temperatura suficientemente baja, por debajo de un valor que varía según el sólido, el calor específico por átomo de los metales debía desplomarse, hasta anularse a la temperatura del cero absoluto en la escala kelvin.

Einstein presentó este análisis teórico en el primer congreso Solvay, en 1911, donde coincidió con Lorentz, Marie Curie, Langevin y los otros grandes físicos de principios de siglo, y donde se discutieron por primera vez las ideas de la naciente física cuántica. Ernest Solvay fue un químico y

empresario belga apasionado por la física que fundó una serie de conferencias en las que se discuten periódicamente, desde 1911, las ideas más avanzadas de la física. La fotografía oficial de ese primer congreso es célebre porque muestra reunida en torno a Solvay a la élite de la física de la época, que incluye a todos los que comenzaron a retirar el velo que cubría lo que entonces se denominaba la teoría de los cuantos. Marcel Brillouin, profesor del Collège de France (cuyo hijo, Léon, fue uno de los fundadores, una veintena de años más tarde, de la teoría cuántica de los sólidos), actuó como secretario del congreso junto con el especialista en rayos X Maurice de Broglie. El Collège de France conserva las actas mimeografiadas y anotadas a lápiz por Brillouin.

Einstein, que entonces era conocido sobre todo por sus trabajos sobre la relatividad, presentó un artículo titulado «Sobre el estado actual del problema de los calores específicos», cuyo primer párrafo constituía el subtítulo: «Relación entre calor específico y fórmula de la radiación térmica». El texto detallaba cómo la fórmula de Planck podía aplicarse no solo a la radiación, sino también a los osciladores mecánicos contenidos en la materia.

A partir de ese momento, quedó claro que la constante de Planck no era una curiosidad introducida en un modelo matemático para que la teoría se ajustase a los experimentos, sino una constante fundamental de la naturaleza que intervenía en todos los fenómenos del mundo microscópico. Que su valor fuera finito era una indicación del carácter discreto de las magnitudes física microscópicas, y la física clásica solo debía recuperarse como una aproximación cuando las energías térmicas k_BT en juego eran grandes frente al cuanto hv, pudiendo entonces considerarse h como nula. Así pues, las revoluciones en la física a comienzos del siglo XX no abolieron las teorías de Newton y Maxwell, sino que las generalizaron. La mecánica

clásica se recupera como un límite de la cuántica cuando *h* puede asimilarse a 0, y como un límite de la teoría de la relatividad cuando la velocidad de la luz, *c*, resulta muy grande frente a las velocidades implicadas en los fenómenos estudiados. Puede entonces considerarse infinita, y 1/*c* asimilarse a 0.

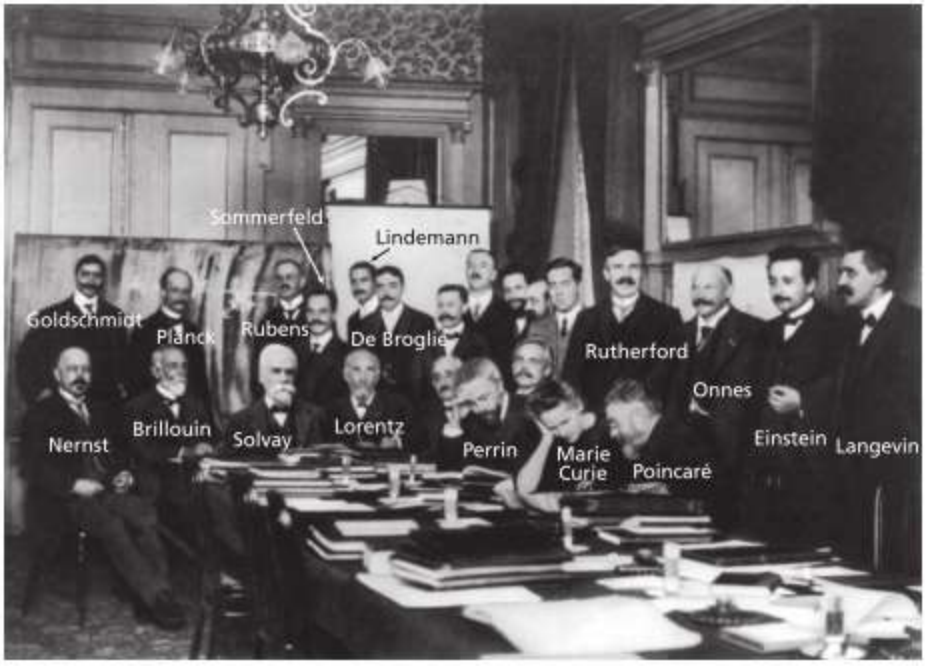


FIGURA 5.4. El congreso Solvay de 1911. En la imagen figuran los principales protagonistas de nuestra historia.

El doble genio de Einstein consistió en comprender lo que pasa cuando no se pueden despreciar los valores finitos de *h* y 1/*c*. George Gamow, el joven investigador que regaló en 1930 a Bohr y a Einstein su versión de la caja de fotones, fue un gran divulgador de la física, escribió obras que debían mucho a su profunda comprensión de la ciencia y a su sentido del humor. En ellas describía las maravillosas aventuras de su héroe, el señor Tompkins, que explora universos donde *h* y 1/*c* son lo suficientemente

grandes para que no puedan despreciarse en la vida cotidiana. Gamow presentaba de manera lúdica los conceptos de la relatividad y de la física cuántica, mostrando las extravagancias de un mundo donde se pudiera alcanzar una velocidad cercana a la de la luz o bien viajar, como minúsculos liliputienses, hasta el interior de la materia cuántica.

Del descubrimiento de los primeros efectos cuánticos se desprendía la idea de que se manifiestan de manera especial a baja temperatura, lo que toda la física del siglo XX confirmó posteriormente. Fue en 1911, justo después del congreso Solvay, cuando la superconductividad de ciertos metales, su capacidad de conducir sin resistencia la corriente eléctrica a muy baja temperatura, fue descubierta por el holandés Heike Kamerlingh Onnes, a quien se ve en la foto del congreso al lado de Einstein. La superconductividad es un efecto cuántico que desaparece cuando se supera una temperatura de transición. Hubo que esperar a 1957 para tener una explicación completa. Sin embargo, como veremos, en los años veinte Einstein introdujo un concepto fundamental para la comprensión de ese fenómeno.

El hombre que está de pie en la foto del congreso al lado de Kamerlingh Onnes, Ernest Rutherford, es asimismo importante en nuestra historia. También en 1911, llevó a cabo un experimento en que lanzó a través de una fina hoja de oro rayos α producidos por la desintegración radiactiva de núcleos atómicos inestables. Estos rayos están formados por núcleos de átomos de helio con una carga eléctrica positiva doble respecto a la de un protón. Mientras que la mayor parte de las partículas α atravesaban la hoja de oro sin extraviarse, un pequeño número sufría una fuerte desviación. Rutherford dedujo de ello que los átomos de la hoja de oro estaban constituidos por cargas positivas casi puntuales, los núcleos atómicos, que contenían el grueso de la masa de la materia. El resto estaba constituido por

electrones, mucho más ligeros, que no perturbaban las trayectorias de las partículas α. Por lo general, estas atravesaban la hoja por el espacio vacío entre los núcleos y solo eran desviadas con fuerza por la repulsión coulombiana en los raros casos en que sus trayectorias las hacían pasar junto a ellos.

La idea que se deducía de ello inmediatamente era que el átomo debía ser como un pequeño sistema planetario. El núcleo, pesado y de muy pequeño tamaño, concentraba lo esencial de la masa y hacía las veces del sol. Los electrones, ligeros y gravitando en órbitas de radio muy grande en comparación con las dimensiones del núcleo, eran sus planetas. Pero también allí la física clásica se encontraba en un atolladero. Según la teoría de Maxwell, los electrones que girasen en torno al núcleo deberían irradiar energía y caer rápidamente sobre este, haciendo que la materia fuera inestable.

En 1913, un joven visitante posdoctoral de Rutherford, el danés Niels Bohr, aportó una respuesta a ese problema. Estableció el primer modelo cuántico del átomo al postular que las energías de los electrones en el átomo estaban cuantizadas, como los osciladores de Einstein. Los electrones solo podían ocupar ciertas órbitas y nunca podían tener energías intermedias. Volvemos a encontrar esta imagen de los niveles de una escala, esta vez con peldaños desiguales entre unos y otros. En este modelo, los electrones saltan de una órbita a otra emitiendo o absorbiendo un cuanto de radiación, y la energía *hv* del fotón es igual a la diferencia de energía entre los niveles implicados. En el nivel fundamental de mínima energía, el electrón no puede irradiar y el átomo es estable. El paso de un nivel a otro se hace por un salto cuántico instantáneo.

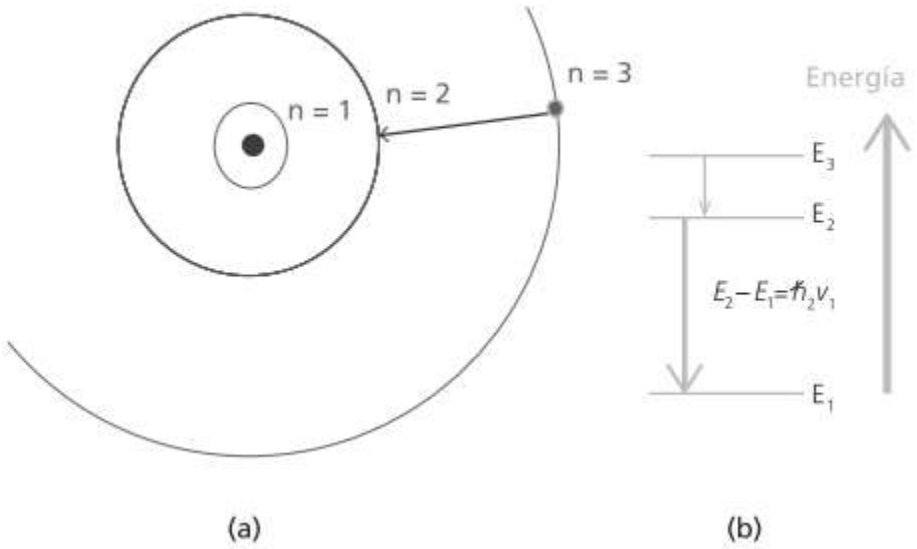


FIGURA 5.5. El modelo del átomo de hidrógeno propuesto por Bohr en 1913 (órbitas circulares). (a) El electrón se encuentra sobre los círculos concéntricos al protón, referidos por su número cuántico n = 1, 2, 3... Los radios de esas órbitas crecen según n^2; el del estado fundamental, n = 1, es de 0,53 ángstroms ($0{,}53\times10^{-10}$ metros). Esta magnitud es el llamado radio de Bohr. El átomo gana o pierde energía cuando el electrón salta en un instante aleatorio de una órbita a otra absorbiendo o emitiendo un fotón (salto cuántico). (b) Diagrama de los niveles de energía del átomo de Bohr, que muestra el nivel fundamental, n = 1, de mínima energía, y los dos primeros niveles excitados, n = 2 y n = 3, correspondientes a las órbitas de la figura de la izquierda. Las energías de los fotones son proporcionales a las diferencias entre las energías de los estados inicial y final de las transiciones (la constante de proporcionalidad es h). La cuantización del espectro de energía proporcionó, cien años después de Fraunhofer, una explicación a las franjas discretas de los espectros atómicos. Este modelo, que aún se apoya en la noción clásica de trayectoria, fue generalizado poco después a órbitas elípticas por Arnold Sommerfeld, y en 1925 fue reemplazado por la teoría cuántica moderna, que describe el electrón mediante su función de onda deslocalizada. La teoría completa muestra que los niveles de energía de Bohr se escinden en muchos subniveles de energía próximos, correspondientes a los diversos valores posibles del momento angular del electrón (estructura fina). El acoplamiento entre el magnetismo del electrón y el del protón añade un enriquecimiento suplementario al espectro (estructura hiperfina). Por último, el acoplamiento del electrón con las fluctuaciones del vacío incorpora un pequeño desplazamiento a los niveles de energía (desplazamiento de Lamb).

El modelo de Bohr permitió calcular los niveles de energía del átomo más simple, el del hidrógeno, que tiene un solo electrón, con una fórmula

que introducía de nuevo la constante de Planck. El espectro de frecuencias emitidas por el átomo estaba en concordancia muy precisa con este modelo, lo que reforzó la confianza que comenzaban a ganar las ideas cuánticas en la comunidad científica.

FOTONES GREGARIOS Y ÁTOMOS QUE LOS IMITAN

Einstein se alegró de que sus ideas se generalizaran a la comprensión de la estructura de la materia. Más adelante, hablaré de sus relaciones con Bohr y sus apasionadas discusiones sobre la interpretación de la física cuántica. En 1913, sin embargo, Einstein había abandonado por el momento el estudio de los fotones para consagrarse, como hemos visto, a la teoría de la relatividad general. En 1916, una vez establecida esta, volvió a los cuantos. Ahora que se comprendía mejor la naturaleza cuántica de la luz y de la materia, ¿era posible revisar la teoría de la radiación del cuerpo negro analizando en detalle los mecanismos por los que los átomos de las paredes de una cavidad interactuaban con los fotones que esta contenía?

Los átomos pueden absorber fotones o emitirlos, y el equilibrio térmico resulta del contrapeso entre esos dos mecanismos. La absorción ocurre para cada átomo con una probabilidad por unidad de tiempo proporcional a la intensidad lumínica en los modos en que resuenan con sus transiciones, mientras que la emisión de un átomo excitado hacia el nivel fundamental se produce, según Bohr, siguiendo un proceso espontáneo y aleatorio, en el que un átomo emite un fotón en un instante imprevisible en un modo u otro del campo, de acuerdo con una ley de probabilidad que no depende de la luz presente.

Einstein constató que estos dos mecanismos no eran suficientes para

obtener la ley de Planck. Para ello había que añadir un tercer proceso por el que un átomo excitado que recibe un fotón emite uno nuevo, en el mismo modo que el que recibe, con una probabilidad proporcional al número de fotones ya presentes en ese modo. Este mecanismo de emisión, llamado «estimulado», produce exactamente lo contrario de la absorción: amplifica la luz en lugar de atenuarla. Cuando hay fotones en presencia de átomos excitados, hace que aparezcan nuevos fotones en los modos ya ocupados, tanto más rápidamente cuanto mayor es el número de fotones ya presentes.

La emisión estimulada se aprovecharía en los láseres, inventados cincuenta años más tarde. Esos dispositivos producen haces de luz amplificada y coherente, cuyos átomos emiten todos a la vez una luz extremadamente estable en la misma dirección, con la misma frecuencia y la misma fase. Estas fuentes son muy diferentes de las lámparas clásicas, en las que los átomos emiten independiente y espontáneamente fotones en modos diferentes, con fases y frecuencias aleatorias.

Es bien conocida la importancia de los láseres en la tecnología moderna. Las antenas gravitatorias que detectan ínfimas variaciones en la distancia entre espejos separados por muchos kilómetros aprovechan la extraordinaria estabilidad de fase y frecuencia de láseres extremadamente potentes. Es notable que el descubrimiento de las ondas gravitatorias combine así dos aportaciones esenciales de Einstein de los años 1915 y 1916: la de la relatividad general, que previó la existencia de estas ondas, y la de la emisión estimulada, que está en la base de la invención de los láseres que han permitido que las detectemos. Pero me he precipitado al hablar de estos dispositivos. En 1916 Einstein estaba lejos de vislumbrar su existencia. Tampoco parece haber constatado especialmente en aquel momento que los fotones tendían a acumularse en el mismo estado. Esta

propiedad gregaria conduciría al alemán, años más tarde, a aportar otra contribución importante a la naciente teoría cuántica.

Tuvo para ello que recibir, en 1924, la carta de un joven físico indio desconocido, Satyendranath Bose, quien le envió una breve nota en la que demostraba de nuevo la fórmula de Planck de la radiación térmica partiendo simplemente de los principios de la termodinámica y considerando el campo lumínico como un conjunto de fotones que intercambian energía con un foco térmico. Para ello seguía el método que Boltzmann había aplicado a un gas de átomos. Para calcular la entropía del gas de fotones, contó todos los estados disponibles en él y supuso que, en equilibrio, todos esos estados eran equiprobables.

En ese cálculo, Bose hizo una hipótesis implícita, la de la *indistinguibilidad* de los fotones. Esta era diferente de la hecha por Boltzmann, quien en su cálculo numeraba los átomos y consideraba como dos configuraciones distintas aquella en la que el átomo 1 tenía la posición y momento x, p y el átomo 2, x', p', y otra en la que los valores estaban intercambiados: x', p' para el átomo 1 y x, p para el átomo 2. En lugar de ello, Bose consideraba que esos dos estados eran uno solo para los fotones. El estado del gas antes mencionado quedaba entonces completamente especificado por el número de partículas para cada valor de x, p, sin tener que preocuparse de la numeración de las mismas. Este cambio de método de conteo, en apariencia trivial, tiene una consecuencia importante: hace relativamente más probable la presencia de todos los fotones en un mismo estado.

Para explicar esta propiedad, cabe señalar que, si las partículas son distinguibles, las configuraciones en las que ocupan estados diferentes pueden realizarse de muchas maneras, intercambiando las partículas entre un estado y otro, mientras que las configuraciones en las que ocupan el

mismo estado solo pueden realizarse de una única manera. La distinguibilidad hace así más raras las configuraciones en las que las partículas están en el mismo estado que aquellas en las que se encuentran en estados diferentes. Por el contrario, la indistinguibilidad aumenta la probabilidad relativa de las configuraciones en las que todas las partículas ocupan el mismo estado, y en concreto la del estado fundamental, en el que todas están en el estado de energía mínima.

Al hacer esta hipótesis, Bose obtenía de nuevo la fórmula de Planck, cosa que no habría ocurrido si hubiese empleado el método de Boltzmann. Este simple hecho validaba su método de conteo, el fundamento de lo que ahora se llama la estadística cuántica de Bose-Einstein. Cuando leyó el artículo, el alemán se dio cuenta de su importancia. Tal vez se percató también de que esta indistinguibilidad fundamental de los fotones confirmaba su carácter gregario, su tendencia a acumularse en el mismo estado, una propiedad que el descubrimiento por parte de Einstein, ocho años antes, de la emisión estimulada ya permitía entrever.

Su extraordinaria intuición consistió en partir de dicho artículo, que al fin y al cabo no hacía otra cosa que confirmar una fórmula ya conocida para la luz, y extender su ámbito aplicando la estadística cuántica de Bose a partículas materiales, a un gas de átomos considerados como fundamentalmente indistinguibles. Volvió a encontrar entonces las propiedades clásicas del gas de Boltzmann a temperatura ambiente, pero predijo que a muy baja temperatura todos los átomos debían condensarse en el mismo estado cuántico, el estado fundamental del sistema, un poco a la manera de los fotones de un haz láser, donde todos ocupan el mismo modo del campo. Este estado hipotético de la materia ultrafría, llamado condensado de Bose-Einstein e imaginado mucho antes de la invención del

láser, dejó escépticos a los colegas del alemán, que solo lo veían como una curiosidad resultante de un método de cálculo a fin de cuentas arbitrario.

Sin embargo, el resto de la historia, una vez más, dio la razón a Einstein. La condensación de Bose-Einstein de los átomos de un gas fue observada por primera vez en 1995, en un conjunto de átomos alcalinos enfriados y atrapados con ayuda de láseres. Liberados de sus trampas, esos condensados forman haces de materia coherente análogos a rayos láser en los que los fotones son reemplazados por átomos. Este nuevo estado de la materia es objeto de estudios muy activos en numerosos laboratorios del mundo entero.

El artículo sobre la condensación de Bose-Einstein tuvo un alcance mucho más general que el descubrimiento de un estado particular de la materia a muy bajas temperaturas. Tomando en serio las consecuencias de la aplicación de la regla de Bose para la enumeración de los estados accesibles a un gas de partículas, Einstein fue más allá de este caso particular y previó un aspecto esencial de la física cuántica. La indistinguibilidad de las partículas de una misma especie es una propiedad importante del mundo de los cuantos; desempeña un papel fundamental a la hora de explicar las propiedades de la materia y de la luz. Einstein fue, a finales de 1924, el primero en atisbarlo antes de que, unos meses más tarde, se levantara apenas una esquina del velo que aún cubría el misterio del mundo cuántico.

SE LEVANTA EL VELO QUE CUBRÍA LAS ONDAS DE MATERIA

En el momento de la historia al que hemos llegado, la física cuántica parecía un conjunto de observaciones y de métodos dispares, pero no

constituía aún una teoría acabada, descrita de manera matemática, simple y clara. La situación iba a cambiar radicalmente en los meses siguientes. Einstein no fue el autor principal de ese último capítulo, pero sí contribuyó a él de manera indirecta. Para explicar cómo, volvamos una vez más a la foto del congreso Solvay de 1911. Junto al alemán, en el extremo derecho, vemos a Paul Langevin y, en el centro, a Maurice de Broglie, un especialista de la física de los rayos X. El hermano menor de este, Louis, no participó en el congreso; estudiante de historia, aún no se había interesado por la física, por lo que, como el joven Bohr, no aparece en esta foto. Se dice que fue Maurice quien hizo nacer en Louis la pasión por la física hablándole de las discusiones del congreso de 1911.

Después de haber asistido a sus clases de física clásica en la Sorbona y haber trabajado durante la Gran Guerra en las comunicaciones por radio en la torre Eiffel, Louis emprendió en 1920 una tesis en física bajo la dirección de Paul Langevin. Retomó la idea del dualismo onda-partícula de Einstein y lo extendió a la materia al postular que las partículas materiales, como los fotones, debían tener ondas asociadas. Para hallar la longitud de onda de estas, De Broglie hizo una analogía entre los corpúsculos de materia de masa m y las partículas de luz que son los fotones. El momento $p = h\nu/c$ de un fotón puede escribirse también como $p = h/\lambda$, donde $\lambda = c/\nu$ es la longitud de onda de la radiación. De Broglie extendió esta relación entre longitud de onda y momento a los corpúsculos materiales, y asoció a cada partícula de momento $p = mV$ una longitud de onda $\lambda = h/mV$.

Los detalles de esta asociación no estaban claros, pero De Broglie predijo la posibilidad de observar las interferencias de esas ondas de materia y consiguió, usando un modelo sencillo, llegar a las fórmulas de Bohr sobre el espectro del hidrógeno. La onda de materia electrónica que gira alrededor del núcleo debía satisfacer condiciones de resonancia, volver a cerrarse

sobre ella misma tras haber oscilado un número entero de veces. Esta condición daba, tras un cálculo sencillo, las energías de las órbitas permitidas para Bohr. Para llegar a ese resultado, De Broglie se había inspirado ampliamente en trabajos de Einstein, en sus artículos sobre los cuantos, pero también en los que trataban sobre la relatividad.

Invocar la relatividad en el contexto de las reflexiones de De Broglie permite comprender la importancia del concepto de fase en física cuántica. La óptica clásica de Fresnel, comentada en el capítulo 3, había introducido ese concepto asociando la fase de la onda lumínica a la dirección de un vector en un plano abstracto (o, de manera equivalente, a un número complejo representado por un vector en ese plano). A una partícula en desplazamiento libre y con un momento p a lo largo de la dirección x, De Broglie asoció una onda de materia de longitud de onda $\lambda = h/p$ cuya fase debía ser, en un instante dado, igual a $2\pi x/\lambda = px/\hbar$. El vector de Fresnel que representa esta fase gira 2π cuando x aumenta en λ.

En lugar de interesarnos por la evolución espacial de la fase de la onda de materia, podemos preguntarnos cómo se desplaza en el tiempo en un punto dado. La relatividad especial nos da la respuesta. Hemos visto que la cantidad $Et - px$ es una invariante relativista para una partícula que se desplaza en la dirección x con una energía E y un momento p. Es, por tanto, natural admitir que, si $px/\hbar$ describe la fase de la onda de materia en un instante dado, la cantidad $(Et - px)/\hbar$ debe ser la fase espaciotemporal en el punto x, t del espacio-tiempo, y esta tiene un sentido absoluto. El suceso correspondiente al paso de la onda broglieana por un máximo para un determinado observador debe corresponder al mismo evento para otro observador en otro sistema de referencia galileano. La fase de la onda de materia asociada a una partícula libre es, por tanto, una invariante relativista. En un punto x del espacio, esta evoluciona con el ángulo $Et/\hbar$;

gira, pues, con una frecuencia $E/\hbar$. De este modo, la física cuántica asocia de manera dual el momento p y la posición x, por una parte, y a la energía E y el tiempo t, por la otra.

La idea de De Broglie era revolucionaria y Langevin no sabía qué pensar de ella. Envió el manuscrito de la tesis a Einstein, quien quedó impresionado y respondió al tutor que su joven doctorando había levantado parte del gran velo que ocultaba las leyes del mundo microscópico. Una vez tranquilizado Langevin, De Broglie pudo defender su tesis ante un jurado presidido por el físico atómico Jean Perrin. Se dice que, tras la presentación, Maurice de Broglie preguntó a Perrin qué pensaba de su hermano y, con prudencia, este último respondió: «Pienso que su hermano es muy inteligente». La observación, en 1926, de las primeras interferencias de electrones por los físicos estadounidenses Clinton Davisson y Lester Germer demostró que De Broglie no solo era inteligente, sino que también tenía razón.

Unos meses más tarde, Erwin Schrödinger, un profesor de Física en Zúrich, presentó en un seminario los trabajos de De Broglie a sus colegas. Uno de los asistentes le hizo notar que si había onda debía haber una ecuación que describiera su propagación. ¿Cuál era, pues, el equivalente para estas ondas de materia de las ecuaciones de Maxwell, formuladas para los fotones? Schrödinger abordó ese problema y, tras unos meses de trabajo febril, estableció la famosa ecuación que lleva su nombre. Esta asocia a una partícula una función de onda que evoluciona en el tiempo bajo el efecto del campo de fuerzas que sufre. Dichos cambios son descritos por una ecuación diferencial que relaciona las derivadas temporal y espacial de la función de onda. Aplicando esta ecuación a un electrón que evoluciona en el campo eléctrico del protón, Schrödinger vio que su solución exigía que las energías

del átomo de hidrógeno estuvieran cuantizadas. Su ecuación les asignaba los mismos valores que los del modelo de Bohr.

Independientemente de Schrödinger, Werner Heisenberg, un joven estudiante de Física alemán, había presentado casi al mismo tiempo una teoría matemática de los cuantos basada en la descripción de los observables físicos en forma de tablas de números o matrices que obedecían a un álgebra no conmutativa. Heisenberg llegó también al espectro del átomo de hidrógeno, cuya cuantización resultaba en su teoría de la no conmutatividad de los operadores que describían la posición y el momento del electrón. Enseguida se reconoció que los puntos de vista de Schrödinger y de Heisenberg eran equivalentes, que describían una misma realidad física mediante dos formalismos que se podían traducir el uno en el otro. Había nacido la física cuántica en su forma moderna.

FUNCIÓN DE ONDA, ESTADOS CUÁNTICOS Y PRINCIPIO DE SUPERPOSICIÓN

Quedaba por comprender cuál era la naturaleza profunda de esas ondas cuya propagación describía la ecuación de Schrödinger. ¿De qué estaban hechas? ¿En qué medio se propagaban? ¿Había que reinventar el éter que Einstein había eliminado de la física veinte años antes? Max Born, el mentor de Heisenberg, dio rápidamente la respuesta: se trata de ondas matemáticas, que son abstractas y están asociadas a distribuciones de probabilidades que no necesitan un medio para propagarse. El cuadrado de la amplitud de la onda en un punto dado representa la probabilidad de encontrar la partícula en ese punto. Esta formulación revelaba un aspecto esencial de la teoría cuántica: su carácter probabilístico. En física cuántica no se puede hablar de la posición ni de la velocidad de una partícula, o de

su energía, sin haberla medido. Antes de eso, todos los resultados potenciales son posibles, y sus probabilidades vienen descritas por la onda de Schrödinger o por los valores de los elementos de las matrices de Heisenberg. Esas probabilidades no son debidas, como en física estadística clásica, a nuestro insuficiente conocimiento del sistema, sino a una incertidumbre fundamental.

El principio de superposición es asimismo esencial. La onda de materia de una partícula obedece, como la de la luz, al principio de Huygens-Fresnel. Para calcular su propagación de un punto al siguiente, la onda se puede descomponer en ondículas secundarias, originadas en fuentes presentes en frentes de onda sucesivos, de manera que la suma resulta de la interferencia de todas esas ondículas. Dicho de otro modo, si varias ondas de materia que describen la evolución de una partícula cumplen la ecuación de Schrödinger, una combinación de esas ondas obtenida sumando sus amplitudes con coeficientes arbitrarios es también una solución, que describe otro estado posible de la partícula.

Para desarrollar una teoría completa que describa no solo el comportamiento de una partícula aislada, sino también las interacciones entre aquellas que conducen a la formación de núcleos, átomos, moléculas o sólidos, hay que generalizar la noción de función de onda, que representa una distribución de amplitudes en el espacio-tiempo de cuatro dimensiones. La descripción de un conjunto de N partículas exige una función de 3N+1 variables, los 3N datos de las coordenadas espaciales de cada partícula más el tiempo. Esa función de onda ya no se puede representar simplemente como una onda en el espacio ordinario, sino que se convierte en una función que evoluciona en un espacio abstracto multidimensional, aunque se conservan las propiedades esenciales de la función de onda de una partícula. El cuadrado de la amplitud asociada a una configuración de las

posiciones de las partículas continúa representando la probabilidad de detectar todo el conjunto en esa configuración. Y el principio de superposición se mantiene. Las funciones de onda de multipartículas se combinan y pueden dar lugar a fenómenos de interferencia en el espacio de sus configuraciones. Esta descripción privilegia la medición de las posiciones de las partículas. También podemos interesarnos por la medición de sus velocidades. En este caso, hay que describir funciones que ya no toman sus valores en el espacio ordinario, sino en el de los momentos. Estas funciones se deducen de las anteriores mediante una operación de transformación de Fourier, cuyas propiedades se vieron en el capítulo 3.

Los físicos pueden asimismo estudiar parámetros distintos de la posición o la velocidad de las partículas; por ejemplo, el estado de polarización de fotones o incluso la orientación en el espacio del espín de los electrones o el momento angular de los átomos. Se reemplaza entonces la función de onda espacial por un objeto matemático más general, el vector de estado del sistema definido en el espacio abstracto de Hilbert, que fue introducido en el capítulo 1. El conocimiento de las coordenadas de dicho vector en ese espacio permite calcular la probabilidad de obtener tal o cual resultado cuando se efectúa una medición de un observable del sistema cuántico estudiado, ya se trate de la polarización de un fotón, del momento angular de un átomo o de cualquier otra magnitud física. La función de onda espacial no es, pues, más que un caso concreto de estado cuántico, adaptado al estudio de las variables de posición o velocidad de las partículas en cuestión.

El principio de superposición cuántica resulta simplemente de las reglas de adición de los vectores de estado en el espacio de Hilbert. Si un sistema cuántico puede encontrarse en diversos estados representados por vectores diferentes, la suma de estos, a los que se asignan coeficientes arbitrarios,

representa otro estado posible del sistema. Obsérvese la analogía con las reglas de composición de los vectores de Fresnel que describen el estado de vibración de la luz, los cuales traducen el principio de superposición en óptica.

Como vimos en el capítulo 1, las transformaciones que afectan a los estados cuánticos desempeñan un papel esencial en la teoría. Pueden describir cómo son modificados esos estados bajo el efecto de rotaciones o traslaciones en el espacio de los objetos cuánticos estudiados, pero también cómo evolucionan en el tiempo. Cada transformación se representa mediante un operador en el espacio de Hilbert de los estados, un objeto matemático descrito por una tabla o matriz de números complejos. Esta permite calcular, a partir de las coordenadas del estado inicial, las del vector de estado resultante de una transformación dada. En general, el producto de dos operadores cuánticos es no conmutativo, es decir, que el resultado depende del orden en el que se aplican. Esta propiedad, ya mencionada, tiene un papel esencial en la teoría cuántica; es la que implica el carácter discreto de los valores posibles de ciertos observables, como las energías internas de los átomos o sus momentos angulares.

Todas estas nociones, que siguen siendo forzosamente vagas para el lector no especializado, se precisaron entre 1925 y 1930 en apasionados debates entre los padres fundadores de la teoría. Volveremos a ellas más adelante.

CRECE LA FAMILIA DE LAS PARTÍCULAS

La teoría cuántica se amplió entre los años treinta y cuarenta para incorporar principios relativistas. La ecuación de Schrödinger es,

efectivamente, una aproximación válida para partículas de velocidad pequeña frente a *c*. Los conceptos cuánticos, combinados con los de la relatividad, mostraron que al electrón se debía asociar su antipartícula, el positrón, de igual masa pero carga opuesta. Esta se observó experimentalmente poco después de su predicción teórica, hecha por Paul Dirac.

Electrones y positrones pueden, como hemos visto, aniquilarse entre ellos produciendo fotones gamma y transformar la materia en energía electromagnética pura conforme a la fórmula de Einstein $E = mc^2$.

La teoría de la electrodinámica cuántica, establecida en los años cuarenta por los estadounidenses Richard Feynman y Julian Schwinger e independientemente por el japonés Sin-Itiro Tomonaga, describe todos los fenómenos en que participan partículas cargadas y la luz. La formulación que hizo Feynman de ella es particularmente elocuente: analiza las interacciones relativistas entre las partículas en forma de diagramas en el espacio de Minkowski, por lo que proporciona una representación gráfica de los procesos físicos implicados.

Cada partícula se expresa mediante segmentos de líneas de universo interrumpidas por eventos puntuales, o vértices, correspondientes a procesos de emisión o de absorción de fotones. Dado que la física cuántica no asigna trayectoria definida a las partículas, cada una de las líneas simboliza una infinidad de caminos posibles que siguen las partículas entre dos vértices. La teoría fija las reglas matemáticas que asignan una amplitud de probabilidad a los diferentes caminos e indica cómo sumar estos valores para calcular la contribución de cada diagrama a la amplitud de probabilidad del proceso estudiado. Este proceso recuerda a la suma de los vectores de Fresnel. Como en óptica, solo cuentan los caminos cuyas fases cuánticas no se difuminan por interferencia destructiva.

Esos diagramas describen, por ejemplo, cómo interactúa el electrón del átomo de hidrógeno con el protón mediante un intercambio de fotones, llamados «virtuales» porque no aparecen fuera de los sistemas en interacción y no pueden detectarse directamente.

Cada uno de estos intercambios de fotones corresponde a un proceso de difusión elemental. El enlace permanente del electrón al núcleo, tanto en el estado fundamental como en los estados excitados del átomo, resulta del efecto aditivo de todos esos procesos, que crean un estado estacionario en el que el electrón está vinculado al protón.

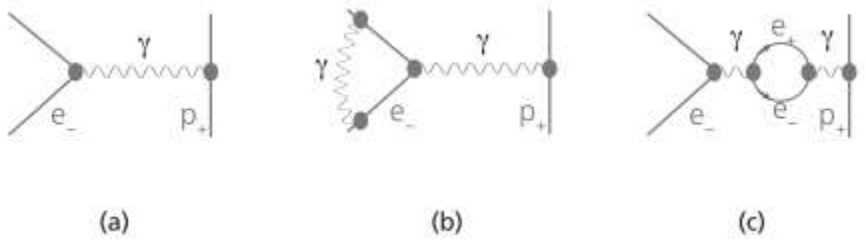


FIGURA 5.6. 5.6. Tres diagramas de Feynman que ilustran los procesos elementales de difusión al interaccionar el electrón y el protón en el átomo de hidrógeno. Cada dibujo representa las líneas de universo de partículas en interacción. El tiempo transcurre verticalmente y la coordenada horizontal simboliza el espacio, reducido a una dimensión para simplificar el dibujo. Los trazos resaltados describen las porciones de línea de universo de las partículas materiales (electrón e–, positrón e+ y protón p+), mientras que las de los fotones (γ) se representan mediante líneas onduladas. Las intersecciones, llamadas vértices, simbolizan los procesos de emisión y absorción de cuantos de luz. Los fotones que aparecen transitoriamente en ese proceso se denominan virtuales. (a) Diagrama con dos vértices que describe el proceso elemental de interacción entre un electrón (e–) y un protón (p+) mediante intercambio de un fotón virtual. (b) Diagrama de cuatro vértices que describe la contribución principal al desplazamiento de Lamb (véase el capítulo 1): el electrón emite y absorbe un fotón virtual antes y después de su interacción con el protón. Este fotón furtivo describe el efecto de las fluctuaciones del vacío sobre el electrón difundido por el protón. (c) Otro diagrama con cuatro vértices que describe la contribución de la polarización del vacío al desplazamiento de Lamb: el fotón intercambiado entre el electrón y el protón crea un par electrón (e–)-positrón (e+) transitorio

que se aniquila para volver a crear un fotón, que acaba siendo absorbido. Este proceso reduce un poco la interacción entre electrón y protón, y contribuye un 5 por ciento al desplazamiento de Lamb.

La suma de la contribución de todos los diagramas permite calcular con precisión las energías relativistas de los niveles atómicos.

A los diagramas que describen el efecto de intercambios directos de fotones entre el electrón y el protón hay que añadir los que corresponden a las emisiones y absorciones rápidas de fotones virtuales por el electrón, que describen el efecto sobre él de las fluctuaciones del vacío. A su vez, hay que tener en cuenta la posibilidad de que aparezcan fugaces pares electrón-positrón entre el electrón y el protón, lo cual es una manifestación de lo que llamamos polarización del vacío. Esos diagramas dan, con una precisión excelente, el valor del desplazamiento de Lamb de los niveles de energía del hidrógeno. La coincidencia, con nueve o diez cifras significativas, entre las predicciones calculadas y las medidas de espectroscopia atómica hace de la electrodinámica cuántica la teoría más precisa, con mucho, de toda la física. Feynman llegó a afirmar que, si esta teoría pudiera predecir la distancia entre Londres y Nueva York, el resultado sería tan exacto que el margen de error se correspondería con ¡el grosor de un cabello humano!

De manera aún más fundamental, la electrodinámica cuántica sirvió de modelo a la teoría cuántica de campos, que describe bajo una forma unificada las diferentes interacciones existentes en la naturaleza. En ella, las diversas partículas son los cuantos de sus campos respectivos. El fotón, cuyo campo transmite la interacción electromagnética entre electrones y protones, es el «primo hermano» de las partículas masivas W y Z, portadoras de la interacción nuclear débil, que es responsable de la radiactividad de los átomos inestables. En los años sesenta, el electromagnetismo y la radiactividad se agruparon en la teoría llamada «electrodébil», la culminación de los trabajos de Steven Weinberg, Abdus

Salam y Sheldon Glashow, que prolongó el proceso de unificación de la física iniciado un siglo antes por Maxwell. Esta describe la radiactividad y los fenómenos electromagnéticos como distintas caras de una misma forma de interacción fundamental entre las partículas del universo.

Llevando la unificación más lejos, el fotón aparece como el «primo segundo» de los gluones, partículas portadoras de la interacción nuclear fuerte, que es responsable de la cohesión de cuarks, protones y neutrones en los núcleos atómicos. Actualmente, la interacción electrodébil y la interacción fuerte se agrupan en una familia ampliada que constituye el *modelo estándar* de las partículas elementales, el cual explica con gran precisión el conjunto de fuerzas de la naturaleza, dejando aparte la de la gravedad.

Este modelo, que contribuyeron a elaborar los físicos teóricos Murray Gell-Mann, Gerald t'Hooft, Martinus Veltman, David Gross, Frank Wilczek y David Politzer, se construyó progresivamente entre los años sesenta y los ochenta mediante un intercambio constante entre trabajos teóricos y experimentos llevados a cabo en aceleradores de partículas. Las colisiones a altas energías que se producen en esas máquinas hacen aparecer partículas primas del electrón —muones y neutrinos— que no están presentes en la materia ordinaria, pero cuya existencia es esencial para asegurar la coherencia del modelo y para explicar los procesos nucleares que se producen en el seno de las estrellas. Otras partículas, predichas por la teoría y descubiertas gracias a los aceleradores, son los primos de los cuarks que están presentes en los núcleos atómicos, cuyos poéticos nombres —cuarks encanto o extraño— dan testimonio de la imaginación de los físicos que los bautizaron.

Solamente la interacción gravitatoria resiste aún a lo que sería la gran unificación de todas las fuerzas de la naturaleza, y el gravitón, hipotético

cuanto del campo gravitatorio, sigue siendo esquivo por el momento. La dificultad de esta última unificación proviene sin duda del hecho de que la gravedad no es una fuerza como las otras, sino que expresa la estructura misma del tejido del universo. Cuantizarla, reducirla a entidades discretas, plantea la cuestión de la discretización del tiempo y el espacio, lo cual implicaría escalas tan pequeñas que a día de hoy no es concebible ningún experimento para verificarla.

UNA IDENTIDAD FUNDAMENTAL

Este rápido repaso por la historia de la teoría cuántica tal y como se ha desarrollado en el último siglo no estaría completo si no volviésemos a la importancia de la indistinguibilidad de las partículas. Este aspecto de la física cuántica había sido anunciado por Einstein en su artículo sobre la condensación de Bose-Einstein y, posteriormente, se convertiría en un elemento central de la teoría cuántica. Un principio esencial de esta consiste en describir las partículas de una especie dada como objetos totalmente idénticos. En física clásica, siempre se puede, en principio, distinguir átomos de un mismo elemento, o electrones gravitando alrededor de un núcleo atómico, aunque solo sea numerándolos de forma arbitraria y siguiéndolos teóricamente en sus trayectorias a lo largo del tiempo.

En física cuántica esta posibilidad desaparece incluso en términos teóricos. No existen ya trayectorias de partículas, solo funciones de onda que describen la probabilidad de que se encuentren en diferentes puntos. Cuando dos partículas colisionan, sus ondas asociadas se solapan y es imposible, incluso en principio, determinar cuál es cuál cuando se separan tras haber interactuado.

Desde el advenimiento de la teoría cuántica, entre 1925 y 1930, los físicos dedujeron de esta imposibilidad que la naturaleza solo tenía dos maneras de distribuir partículas idénticas entre diferentes estados. En una de ellas, predicha por Bose para los fotones y extendida por Einstein a la categoría de las partículas llamadas bosones, un número arbitrario de estas puede encontrarse en el mismo estado sin que sea posible distinguir unas de otras en modo alguno. Esta regla explica, como hemos visto, el carácter gregario de los bosones.

La otra regla de la naturaleza, atisbada por primera vez por el físico suizo Wolfgang Pauli y explicitada después por Enrico Fermi y Paul Dirac, concierne a la categoría llamada fermiones. Esta regla, conocida también como principio de exclusión de Pauli, se aplica en particular a los electrones y dice que en un estado cuántico dado se puede encontrar como mucho una partícula. Mientras que la regla bosónica favorece a baja temperatura el agrupamiento de un conjunto de bosones en el estado de mínima energía, la estadística de Fermi-Dirac obliga a los fermiones a repartirse entre todos los niveles de energía accesibles, sin que más de una partícula ocupe jamás un mismo estado.

El principio de exclusión desempeña un papel esencial a la hora de explicar la estructura de los átomos y de la materia en general. Como dos electrones no pueden ocupar el mismo estado cuántico, los átomos de los sucesivos elementos de la tabla periódica son cada vez más grandes. Los electrones no pueden acumularse cerca del núcleo, así que deben ir ocupando órbitas cada vez más excitadas, alejándose más del centro cuantos más electrones haya que acomodar. El mismo principio da una explicación profunda de las propiedades mecánicas de la materia sólida. Aunque los átomos estén sobre todo «llenos de vacío», dado que lo esencial de su masa está concentrada en núcleos muy pequeños, no pueden invadirse unos a

otros porque sus electrones periféricos «se niegan», debido al principio de exclusión, a estar en el mismo lugar. En virtud del mismo principio, no atravesamos el suelo sobre el que nos mantenemos en pie: los electrones de nuestras suelas se niegan a ocupar el mismo lugar que los del suelo en el que nos apoyamos.

La división entre bosones y fermiones es una característica esencial del modelo estándar de la física. Las partículas fundamentales que constituyen la materia son todas fermiones: al nivel más microscópico, son los electrones que orbitan alrededor de los núcleos y los cuarks que se agrupan de tres en tres para formar los protones y los neutrones, constituyentes de la materia nuclear. En cuanto a las partículas portadoras de las fuerzas —fotones, partículas W y Z de la interacción débil y gluones—, son bosones, como también lo es el hipotético gravitón.

Existe, por último, otro bosón fundamental, que se dio a conocer recientemente al gran público. Es el bosón de Higgs, llamado así en honor de uno de los físicos que predijeron su existencia en los años sesenta. Esta partícula, descubierta en el CERN en 2011 tras una larga investigación, fue entonces portada de los periódicos. El campo que tiene asociado impregna todo el espacio. Al interactuar con él en un estadio primitivo de la evolución del universo, la mayor parte de las partículas del modelo estándar, cuya masa era inicialmente nula, se volvieron masivas. El fotón sigue teniendo masa nula, mientras que sus partículas primas, los bosones W y Z, se vuelven muy pesadas. Esta diferencia explica, como veremos, la gran disparidad entre las fuerzas electromagnéticas y las interacciones nucleares débiles.

Bosones y fermiones se distinguen por sus momentos angulares intrínsecos. Los espines de los primeros son enteros; los de los segundos, semienteros. El fotón en particular es un bosón de espín 1 (su momento

angular a lo largo de su dirección de propagación puede tomar los valores $+\hbar$ o $-\hbar$), mientras que el electrón es un fermión de espín 1/2 (su momento angular intrínseco equivale a $+\hbar/2$ o $-\hbar/2$). Esta relación entre la estadística de las partículas elementales y el valor de sus espines fue demostrada por Pauli en 1940.

Los sistemas compuestos formados por muchas partículas unidas entre sí obedecen también al principio de indistinguibilidad cuántica. Son bosones si el número total de partículas elementales que los componen es par (su espín, suma de un número par de espines semienteros, es entonces entero). En cambio, son fermiones si el número de partículas elementales es impar (su espín es, en este caso, semientero). Los protones y los neutrones constituyentes de los núcleos atómicos, cada uno formado por tres cuarks fuertemente unidos entre ellos, son, así pues, fermiones.

La misma regla se aplica a los átomos, que son sistemas de cuarks y electrones. El átomo de hidrógeno (un protón y un electrón, o sea, cuatro partículas elementales) es un bosón, como el átomo de helio 4 (dos protones, dos neutrones y dos electrones). Por su parte, tanto el deuterio (isótopo 2 del hidrógeno formado por un protón, un neutrón y un electrón) como el helio 3 (dos protones, un neutrón y dos electrones) son fermiones. Los isótopos impares de los átomos alcalinos, que tienen todos un número impar de cuarks y de electrones, y por tanto un número total par de fermiones, son bosones compuestos. Como hemos visto, estos átomos fueron los primeros que se prepararon en los condensados de Bose-Einstein.

La existencia de bosones compuestos en la materia, formados por la unión de números pares de fermiones, explica ciertos fenómenos cuánticos que fueron descubiertos incluso antes de la primera realización experimental de condensados de Bose-Einstein. Los conjuntos de bosones tienen propiedades cuánticas muy especiales; sus partículas se comportan

de manera colectiva y hacen que estos sistemas puedan manifestar superfluidez, al fluir juntas sin viscosidad. Es el caso del helio 4 líquido, que requiere muy baja temperatura, cuya superfluidez se descubrió en los años treinta. Esta propiedad se manifiesta también en la superconductividad de determinados metales, como ya he comentado. Sus electrones se emparejan en pares de carácter bosónico que fluyen sin resistencia. De esta manera, al predecir la condensación de los bosones, Einstein proporcionó un elemento esencial para la comprensión de la superconductividad.

LA CAJA DE PANDORA DE LA FÍSICA CUÁNTICA

¿Cuál fue la actitud de Einstein frente al desarrollo de esa física cuántica que, a partir de una pregunta sobre la luz, tanto hizo avanzar nuestro conocimiento sobre la estructura de la materia y del universo? Fue él quien introdujo en la ciencia un dualismo incompatible con los conceptos clásicos. Supo ver que esta física conllevaba un indeterminismo fundamental, al describir la emisión espontánea de fotones como un proceso aleatorio. También fue el primero en comprender la importancia de la indistinguibilidad cuántica, que es una propiedad esencial de las partículas que se comportan como ondas. Sumemos a todo ello que el alemán creyó en la realidad de los fotones mucho antes que Planck, e incluso antes que Bohr.

Cuando pensamos en Einstein y en los cuantos que descubrió, no podemos evitar evocar el mito de la caja de Pandora. Permítame matizar y precisar inmediatamente esta imagen. La mitología nos dice que, al abrir el recipiente que debía dejar cerrado, Pandora desencadenó una serie de acontecimientos catastróficos. En el caso de la caja de donde salió el fotón, las consecuencias fueron sin duda inmensas; su apertura nos ha

proporcionado el conocimiento del mundo microscópico y nos ha dado las claves de todas las tecnologías modernas, lo que difícilmente se puede calificar de catástrofe. Las centrales nucleares, los ordenadores, los teléfonos móviles, los láseres, la imagen por resonancia magnética, internet, los relojes atómicos y el GPS son tecnologías cuánticas que han cambiado nuestra vida cotidiana en el curso del último siglo. Algunos, viendo el mal uso que se puede hacer de algunos de estos inventos, estarían tentados de recuperar el sentido siniestro de la expresión mitológica; podemos, efectivamente, pensar en las aplicaciones militares de la energía nuclear o incluso en los aspectos negativos de internet y en la utilización a veces perversa de las redes sociales que son su consecuencia.

Pero Einstein no compartía esta visión pesimista y negativa del conocimiento ni de la ciencia. Si hubo caja de Pandora para él, no fue por esta aciaga razón. Esa imagen, con su resonancia casi trágica, se aplica al descubrimiento de los cuantos porque la teoría que salió finalmente de ello lo desazonó siempre, y hasta el fin de su vida intentó superarla para volver a una visión del mundo más conforme a sus ideas clásicas. Y hay que decir que, a pesar de sus inmensos éxitos, esa teoría sigue siendo objeto de numerosas interpretaciones y continúa ejerciendo sobre el público no científico una fascinación que va mucho más allá de la física.

Para el pensamiento clásico, ondas y partículas son contradictorias. Los fenómenos ondulatorios son deslocalizados y continuos. Las ondas se extienden por todo el espacio al que pueden acceder; se suman o se restan, según sus fases respectivas, y obedecen a los principios de superposición y de interferencia descubiertos al comienzo del siglo XIX por Young y Fresnel. Las partículas, por el contrario, son objetos bien localizados, que siguen trayectorias definidas bajo el efecto de las fuerzas que les son aplicadas. Los principios de superposición y de interferencia no tienen sentido para

ellas. Esta oposición entre ondas y partículas —ilustrada por la vieja disputa entre los partidarios de Huygens y los de Newton— se remontaba a los orígenes de la ciencia moderna. Einstein se negó a seguir el trillado camino de alinearse con uno u otro bando y afirmó que, al menos para la luz, la dicotomía clásica entre ondas y partículas, aunque parecía evidente, no se podía mantener.

En el transcurso del mismo año, ya había sido iconoclasta al rechazar otro dogma de la física clásica, el de la universalidad del tiempo. Por muy contraintuitivos que fueran los principios relativistas, resultaron menos perturbadores para la ciencia de la época —y para Einstein— que la apertura de la caja de Pandora de la que escapó el fotón. La revolución cuántica iba a resultar mucho más desconcertante para la física y para la ciencia en general de lo que lo había sido la relatividad para nuestro modo de ver el mundo. La teoría de los cuantos iba a revelar, paso a paso, un mundo extraño en el que lo continuo y lo discontinuo, lo cierto y lo incierto, lo fluctuante y lo inmutable, se entremezclan sin cesar. Es un mundo que concilia de manera desconcertante aspectos aparentemente inconciliables, dando un lugar preeminente al azar que el determinismo clásico había tratado de eliminar. Ese mundo es el de las moléculas, los átomos y los componentes elementales de la naturaleza, entre los cuales los fotones, partículas omnipresentes que viajan a la velocidad de la luz, desempeñan un papel esencial.

Los fundadores de la teoría —Einstein, Bohr, De Broglie, Schrödinger, Heisenberg y demás— descubrieron las leyes cuánticas imaginando experimentos mentales, como había hecho Einstein con la relatividad. Pero, al menos para él, esos experimentos mentales cuánticos tuvieron un papel muy diferente al de los trenes, carruseles y relojes que había imaginado en 1905. Mientras que estos últimos le habían servido de guía para respaldar y

confirmar su teoría, los cuánticos le permitieron hacer de abogado del diablo, en sus tentativas cada vez más desesperadas por demostrar que la teoría cuántica no podía ser la última palabra para explicar las leyes de la naturaleza. Los experimentos mentales cuánticos eran también más sutiles y complejos que los de la relatividad, porque procedían de analizar fenómenos contraintuitivos y aparentemente contradictorios, mientras que los experimentos de trenes o carruseles relativistas no hacían otra cosa que ilustrar una única idea simple y racional, la equivalencia de todos los sistemas de referencia para la descripción de las leyes de la física.

DE LO CLÁSICO A LO CUÁNTICO: DIÁLOGO A TRAVÉS DE LOS SIGLOS ENTRE FERMAT, MAUPERTUIS Y FEYNMAN

Si la física cuántica nos parece extraña es porque sus leyes no suelen manifestarse directamente a la escala de los fenómenos macroscópicos, a los que son sensibles nuestros sentidos. Esto se debe a la extrema pequeñez de la constante de Planck frente a las acciones que afrontamos cotidianamente. Empleo aquí el término «acción» en su sentido físico, pues se trata de una energía E multiplicada por un tiempo t, o bien un momento p multiplicado por una longitud x. Las acciones se expresan, en el sistema de unidades habitual, en julios × segundo (J × s). La variación de la acción de una partícula que tiene la energía E y el momento p entre dos sucesos separados por un pequeño intervalo de espacio-tiempo dx, dt es igual a $pdx - Edt$ (para simplificar, solo explicitamos una dimensión espacial).

La relatividad y la física cuántica nos han enseñado que la onda de materia asociada a esa partícula tiene en el punto x, t una fase igual al cociente de su acción $A = px - Et$ por la constante de Planck, $\hbar$. Este valor

es un número adimensional, gigantesco para un cuerpo microscópico. De la misma manera, los momentos angulares de los sistemas que encontramos en la vida diaria, que tienen también dimensiones de acción, son enormes comparados con el espín de una partícula cuántica. El momento angular de una rueda de bicicleta que gira con una frecuencia de algunos hercios es de unas decenas de J × s, mientras que la unidad de momento angular cuántico $\hbar$ es muy próxima a 10^{-34} J × s, ¡una fracción del orden de uno partido por diez mil quintillones!

Pese al enorme valor de la frecuencia de la luz, *v*, del orden de 5×10^{14} hercios para una radiación de color amarillo, la energía *hv* de un fotón es extremadamente pequeña, del orden de 3×10^{-19} J. Una lámpara de cien vatios irradia ¡alrededor de 330 millones de billones de fotones por segundo! Estos ejercicios de órdenes de magnitud nos hacen sentir la enorme distancia que separa el mundo macroscópico del de los átomos y los fotones. Los intercambios de energía en los procesos observados a ese nivel en nuestra vida cotidiana implican números gigantescos de cuantos. El aspecto granular de la física cuántica es, pues, totalmente inobservable, y todos los fenómenos nos parecen continuos. Obsérvese que los órdenes de magnitud expresados en números con potencias negativas de 10 tan elevadas llevaron a los físicos a elegir unidades atómicas más prácticas. El julio se reemplaza por el electronvoltio (eV), el trabajo de un electrón que sufre una diferencia de tensión de un voltio, que es igual a $1{,}6 \times 10^{-19}$ J. La energía del fotón para una luz de color amarillo toma entonces el valor, más práctico, de 1,85 eV.

Exploremos ahora de manera más fundamental la frontera entre lo clásico y lo cuántico analizando la dinámica de una partícula a partir de las ideas de Feynman. Reemplazando el incremento *dx* por *vdt*, donde *v* es la velocidad de la partícula, podemos expresar la variación de su acción *A* sobre un

pequeño segmento de línea de universo en la forma $dA = (pv - E)dt$. La variación global de la acción de la partícula, ΔA, cuando esta sigue un camino entre dos sucesos separados por una distancia cualquiera es la integral de los incrementos dA a lo largo de la trayectoria. Para una partícula no relativista, E es en general la suma de su energía potencial U (que depende, por ejemplo, de su altura en un campo de gravedad) y de su energía cinética $mv^2/2 = = pv/2$. El incremento dA es entonces $(pv - U - pv/2)dt = (pv/2 - U)dt$. La variación de la acción de la partícula es, pues, simplemente la integral de la *diferencia* de sus energías cinética y potencial a lo largo de su línea de universo. Esta integral depende, como es evidente, del camino seguido.

Recordemos ahora que la partícula evoluciona, de acuerdo con el principio de superposición, «a la vez» por todos los caminos que unen los dos puntos del espacio-tiempo considerados. La amplitud de probabilidad de encontrarla en $x + \Delta x$ en el instante $t + \Delta t$ si estaba en x en el instante t es la suma de números complejos cuyas fases son las cantidades $\Delta A/\hbar$ asociadas a todos los caminos que unen esos dos puntos. Esta regla, que se aplica al cálculo de los diagramas de Feynman, es análoga a la de Huygens-Fresnel, que prescribe cómo sumar los vectores de Fresnel asociados a la propagación de la luz entre dos puntos. Solo cuentan en esta operación las contribuciones de los caminos de fase estacionaria, es decir, aquellos para los que ΔA solo varía del orden de $\hbar$ respecto a las trayectorias vecinas. Para sistemas cuánticos microscópicos, satisfacen esta condición un gran número de caminos; la partícula los sigue todos «a la vez»: se comporta como una onda y los efectos cuánticos son importantes.

Por el contrario, cuando la partícula es macroscópica, su acción ΔA medida en unidades de $\hbar$ es un número enorme, del orden de una potencia muy elevada de 10. Sigue entonces solamente el camino de acción extrema

(máxima o mínima), porque las contribuciones a la amplitud de probabilidad de todos los que se desvían de aquel se difuminan del todo por interferencia destructiva. Paradójicamente, volvemos a encontrar así, a partir del principio de superposición cuántica, el principio de *mínima acción* de la mecánica clásica, que recuerda al de Fermat en óptica.

Así, la mecánica cuántica es a la física clásica lo que la óptica geométrica de los rayos lumínicos es a la óptica ondulatoria. Los efectos de difracción y de interferencia de la luz solo son significativos cuando el tamaño de los obstáculos que encuentran los rayos lumínicos es del orden de la longitud de onda. De manera análoga, las interferencias cuánticas solo se observan si las acciones de los sistemas estudiados son del orden de la acción de Planck, *h*. He seguido aquí un argumento desarrollado por Feynman, quien inventó, en los años cuarenta, su método de los diagramas a partir de una reflexión sobre la importancia de la constante de Planck en la definición de la frontera entre los mundos clásico y cuántico.

Dicho esto, el *principio de mínima acción* clásico ciertamente no esperó a Feynman, y su descubrimiento histórico precedió por mucho a la física cuántica. Fue enunciado por primera vez a mediados del siglo XVIII por Maupertuis, el hombre que midió la forma de la Tierra, de quien ya hablamos en el capítulo 2 en otro contexto. Sobre la acción, él dijo:

> Cuando ocurre cualquier cambio en la naturaleza, la cantidad de acción empleada para ese cambio es siempre la más pequeña posible.

Se trata de un argumento casi filosófico, similar al de Fermat según el cual «la naturaleza actúa siguiendo las vías más cortas y simples». La notable intuición de Maupertuis fue confirmada unas décadas más tarde por el matemático Lagrange, que mostró que el principio de acción extrema es equivalente a la ley de Newton. Expresa en forma integral, sumando las

contribuciones a la acción de trayectorias infinitesimales, lo que Newton había descrito mediante una ecuación diferencial, igualando la derivada del momento de una partícula a la fuerza a la que está sometida.

Deducir, como hizo Feynman, el principio clásico de mínima acción a partir del de las superposiciones cuánticas tiene la ventaja de responder a una cuestión perturbadora que los físicos clásicos se habían planteado y que ya hemos mencionado a propósito de la luz y el principio de Fermat: ¿cómo «sabe» la partícula que el camino que sigue es realmente extremo? ¿Qué manera tiene de «determinar» que los demás corresponden a acciones más grandes o más pequeñas? La respuesta es, como para la luz, que la partícula está asociada a una onda que le permite «percibir» los caminos vecinos y así «decidir» cuál corresponde a la acción extrema. He puesto varios verbos entre comillas en esta antropomórfica analogía, ya que, por supuesto, la partícula no percibe ni elige. Se limita a obedecer las leyes de la física cuántica, que hacen emerger naturalmente el comportamiento clásico determinista de una teoría ondulatoria cuando la acción es grande frente a la constante de Planck.

UN VIAJE POR LOS ÓRDENES DE MAGNITUD

La pequeñez de la constante de Planck conlleva la de las longitudes de onda de materia descubiertas por De Broglie. La estimación de estas permite comprender, de manera más específica que el argumento teórico de Feynman, por qué los fenómenos cuánticos suelen escapar a nuestra observación directa. Una molécula de oxígeno, de masa $M = 5 \times 10^{-26}$ kilos, que se desplaza en el aire ambiente a la velocidad $v = 500$ m/s está asociada a una longitud de onda h/Mv del orden de 2×10^{-11} metros, o sea,

0,2 ángstroms. Esta longitud es muy pequeña frente a las distancias entre las moléculas del gas, típicamente del orden de 30 ángstroms. La onda de materia asociada a una molécula oscila en distancias espaciales muy pequeñas y se difunde mediante su interacción con las otras partículas distribuidas aleatoriamente a muchas decenas de longitudes de onda unas de las otras. Las ondículas de materia generadas por todas estas interacciones presentan fases cuyas diferencias son completamente aleatorias, de manera que todos los efectos de interferencia entre esas ondas se difuminan. La física del gas se analiza, pues, como la de pequeñas canicas típicas que chocan siguiendo las leyes de las bolas de billar. Así fue como Boltzmann y Maxwell establecieron la teoría cinética de los gases antes de la llegada de la teoría cuántica.

Las longitudes de onda de materia aumentan cuando la masa de las partículas y su velocidad disminuyen, haciendo relativamente más importantes los fenómenos cuánticos. Un gas de helio, ocho veces más ligero que el oxígeno, está constituido a la temperatura ambiente por átomos cuya longitud de onda es próxima a los 0,6 ángstroms. Aún es pequeña en comparación con las distancias interatómicas, pero se acerca. Si el gas se comprime y se enfría, se alcanzan más fácilmente que para el oxígeno situaciones en las que empiezan a manifestarse de manera espectacular los efectos cuánticos debidos al hecho de que las distancias interatómicas son del orden de las longitudes de onda. El helio 4 líquido se vuelve superfluido a 2,17 kelvins y trepa por las paredes del recipiente que lo contiene al fluir sin viscosidad como si brotara espontáneamente de una fuente. He aquí un raro efecto cuántico macroscópico, una extraña propiedad «bosónica» que no se observó por primera vez hasta la década de 1930.

Sigamos explorando el mundo cuántico y estimemos la longitud de onda

de un electrón —cuya masa m es 7.300 veces menor que la del helio— que orbita en un átomo de hidrógeno. En el estado fundamental, el electrón tiene una energía cinética $E_c = mv^2/2 = 13{,}6$ eV. Su velocidad $v = \sqrt{2E_c/m}$ (igual a $2{,}2 \times 10^6$ m/s) corresponde a una longitud de onda broglieana h/mv de 3 ángstroms, igual a la circunferencia de la órbita que Bohr había asignado al electrón en su modelo de 1913. Está claro, pues, que los efectos cuánticos son esenciales. Es la condición de interferencia constructiva de la onda electrónica —que circula alrededor del núcleo y vuelve a la misma fase al completar una vuelta— lo que justifica la regla de cuantización de Bohr.

Las interferencias electrónicas tienen también un papel importante en la materia sólida. En un metal —por ejemplo, el cobre—, los átomos se distribuyen en una red cristalina regular, cuyo paso es de unos 2 ángstroms. Cada uno de ellos aporta uno o dos de sus electrones, que se desplazan libremente por la red. En virtud del principio de Pauli, que impide que dos fermiones ocupen el mismo estado, todos estos electrones se distribuyen en una escala de estados cuánticos, ocupados hasta un nivel de energía máxima E_F, denominada *energía de Fermi*. Si en una primera aproximación no se tienen en cuenta las interacciones de estos electrones entre sí y con los átomos, mediante un cálculo elemental del relleno de los niveles se obtiene que en el cobre $E_F = 7$ eV. Esta energía corresponde a una velocidad electrónica $v_F = 1{,}5 \times 10^6$ m/s y a una longitud de onda broglieana h/mv_F de unos 4 ángstroms, superior a la distancia que separa los átomos vecinos en la red. Las interferencias cuánticas entre las ondas electrónicas difundidas de manera coherente por los átomos del metal desempeñan un papel fundamental a la hora de explicar sus propiedades macroscópicas, en particular su conductividad eléctrica.

Profundicemos aún más en el meollo de la materia. En el interior del

núcleo atómico, los protones y neutrones, de masas próximas a $M = 1{,}6 \times 10^{-27}$ kilogramos, están sumamente confinados, en dimensiones del orden de 10^{-15} metros y con velocidades cercanas a las de la luz, *c*. El tamaño de los núcleos es comparable a los órdenes de magnitud de las longitudes de onda de las partículas que los constituyen, *h/Mc*. Las fuerzas nucleares las confinan su interior como lo haría una barrera cuyo espesor fuera del orden de *h/Mc*. Las ondas de materia pueden escapar a través de esta barrera por un fenómeno análogo al que en óptica se conoce como *reflexión total frustrada*. Si juntamos dos bloques de vidrio separando sus superficies planas por un fino intervalo de aire de un espesor del orden de la longitud de onda de la luz, un rayo que experimente reflexión total en uno de los bloques puede pasar al otro gracias a la onda evanescente que se establece en el aire entre los dos dioptrios (esta onda fue descrita en el siglo XIX por Fresnel; véase el capítulo 3). Los fotones pasan de un bloque al otro, cosa que no podrían hacer si los dioptrios estuviesen separados por más de una o dos longitudes de onda. Un efecto análogo puede producirse con las ondas de materia de las partículas atrapadas en los núcleos. En este caso, el paso a través de la barrera de potencial nuclear que las confina es lo que se denomina un *efecto túnel*. Es así como los núcleos de átomos de helio (formados por dos protones y dos neutrones) se escapan de núcleos atómicos inestables por un efecto ondulatorio cuántico, la radiactividad α, descubierta a principios del siglo XX. Como hemos visto, las partículas a así producidas sirvieron de proyectiles a Rutherford para bombardear una lámina de oro y le permitieron descubrir, en 1911, el núcleo atómico y la estructura planetaria del átomo.

En todos los efectos cuánticos son esenciales las nociones de superposición de estados y de interferencia. Estos conceptos, introducidos en la óptica a principios del siglo XIX, se extendieron a toda la física con la

llegada de los cuantos. Los campos de vectores que Fresnel imaginó en un principio para describir la luz, y que Faraday y Maxwell ampliaron a los fenómenos eléctricos y magnéticos, se extendieron en el siglo XX a la descripción de los campos asociados a todas las partículas fundamentales. En este sentido, puede decirse que la historia científica de la luz contiene el germen de toda la historia de la física. Explicada inicialmente como un campo deslocalizado, la radiación electromagnética adquirió gracias a Einstein un carácter corpuscular, y este dualismo se generalizó con rapidez a otros campos para describir el comportamiento de todas las partículas que componen el universo.

No es sorprendente que este aspecto paradójico de la física apareciese por primera vez en la exploración de fenómenos ópticos, como la radiación térmica o el efecto fotoeléctrico. De hecho, el fotón es, de entre todas las partículas, aquella cuyas longitudes de onda abarcan la gama más extensa de dimensiones espaciales. Como su masa es nula, la energía del fotón puede tomar un espectro sumamente amplio de valores, que van desde los órdenes de los micro- o los nanoelectronvoltios de las ondas de radio hasta los gigaelectronvoltios de los rayos gamma. Las longitudes de onda asociadas, inversamente proporcionales a estas energías, se extienden desde los kilómetros hasta los attómetros (10^{-18} metros). En un extremo de este espectro, los efectos de interferencia de las ondas de gran longitud de onda se manifiestan de manera evidente, mientras que, en el otro extremo, es claramente identificable el comportamiento granular de los fotones de alta energía que bombardean la materia. Entre ambos extremos, en el dominio óptico, la luz manifiesta de forma sutil la combinación de efectos ondulatorios y corpusculares que Einstein fue el primero en vislumbrar.

LA ESCENA CUÁNTICA: ¿OBJETOS INDIVIDUALES O CONJUNTOS ESTADÍSTICOS?

Los efectos cuánticos a la escala de un gas, de un sólido, de un átomo o de un núcleo se revelaron a través de observaciones indirectas. El comportamiento ondulatorio de la materia fue reconstruido mediante deducciones sutiles a partir de la de observación del comportamiento estadístico de conjuntos macroscópicos de partículas. La cuántica no se mostraba ahí de forma directa sino, por decirlo así, velada. Para establecer sus reglas, los físicos imaginaron lo que ocurriría si fuesen capaces de manipular y observar electrones, átomos, moléculas o fotones aislados, protegidos de las perturbaciones de su entorno. Cuando fantaseaban con estos experimentos, pensaban que jamás podrían llevarse a la práctica. Schrödinger expresó esta convicción en un texto de 1952, en el que escribió:

> Nunca experimentamos con un solo átomo, un solo electrón o una sola molécula. Lo hacemos en nuestros experimentos mentales, pero eso siempre tiene consecuencias ridículas.

Esta frase puede parecer extraña porque, por entonces, no cabía ninguna duda sobre la existencia de las partículas; sus trayectorias en las cámaras de burbujas ya se habían estudiado en el seno de aceleradores que exploraban con creciente precisión la estructura de la materia. Schrödinger lo sabía bien, pero veía una gran diferencia entre esos experimentos y los que sus colegas y él habían imaginado. En los experimentos mentales, contemplaban lo que pasaría si se lograba manipular y observar partículas cuánticas sin destruirlas, mientras que, en los detectores de los aceleradores, los experimentadores observaban los rastros que dejaban objetos cuánticos tras ser destruidos por colisiones de gran energía. Para subrayar esta diferencia esencial, Schrödinger hizo notar que

no experimentamos con partículas aisladas, como tampoco criamos ictiosaurios en un zoológico. Analizamos los rastros que dejan los sucesos mucho tiempo después de que se hayan producido.

Dicho de otro modo: los físicos de partículas son como paleontólogos que buscan reconstruir los sucesos pasados con ayuda de testimonios fósiles. Hacen análisis *post mortem*, mientras que con los experimentos mentales trataban de imaginar lo que ocurriría si se pudiesen observar sistemas cuánticos aislados *in vivo*, sin destruirlos. Schrödinger, como sin duda sus colegas de la época, pensaba que estos sueños jamás podrían hacerse realidad. Cuando habla de «consecuencias ridículas», parece incluso dar a entender que los efectos que describían estos experimentos, las superposiciones de estados y los saltos cuánticos, solo serían observables a través de sus consecuencias estadísticas, sus efectos en sistemas formados por un gran número de partículas, pero que era inútil tratar de hacer que estas se manifestasen a nivel individual.

La historia reciente de la física ha demostrado que Schrödinger estaba equivocado. Hoy sabemos manipular átomos o fotones aislados sin destruirlos, y hacer así observables directamente las propiedades del universo cuántico, desvelar lo que hasta ahora estaba oculto en la complejidad del mundo clásico que nos rodea. Aquellos experimentos mentales se han hecho realidad, y la luz ha desempeñado un papel fundamental en este avance revolucionario de la ciencia.

En efecto, el láser ha permitido explorar la materia al nivel más elemental, atrapar átomos o fotones y estudiar su comportamiento en un entorno donde manifiestan de manera directa sus propiedades cuánticas. El láser es una tecnología nacida de la física cuántica que aprovecha el conocimiento que esta nos ha proporcionado sobre la interacción entre átomos y fotones al nivel más fundamental. Einstein, con su descripción del

fenómeno de la emisión estimulada, tuvo la idea de partida que permitió concebir este instrumento. Cuando esta se llevó a la práctica, hizo realidad experimentos que pusieron a prueba y confirmaron los contraintuitivos principios de la física cuántica, que el alemán y sus colegas habían desarrollado imaginando experimentos mentales que ni siquiera soñaron que algún día serían reales. Esta paradoja ilustra una vez más la complementariedad entre investigación fundamental e investigación aplicada. La primera sienta los principios sobre los cuales la segunda puede desarrollarse, y los inventos que resultan de esta última permiten explorar la naturaleza con mayor precisión, para así confirmar o corregir los modelos existentes, en un fecundo ir y venir entre experimentos y teorías.

He participado en esta aventura y he contribuido con mis investigaciones a domesticar los átomos y los fotones que puede que algún día sean los instrumentos de nuevas tecnologías cuánticas. He tenido la fortuna de formar parte de una extensa comunidad de investigadores que se ha dedicado a explorar en el mundo entero el universo de los átomos y los fotones, en primer lugar para entenderlo mejor y, en segundo, para sacar provecho de él de cara a desarrollar nuevos aparatos que amplíen nuestras posibilidades de acción y de información. De esta aventura hablaré en los dos capítulos siguientes. Pero antes, para iluminar su contexto, hemos de analizar las apasionadas discusiones de los congresos Solvay de 1927 y 1930, donde se elaboró la teoría cuántica.

LAS RANURAS DE YOUNG REVISITADAS

Sin duda, el primer experimento mental que se les ocurrió a Einstein y a Bohr fue el de las ranuras de Young, la observación de franjas de

interferencia que, a principios del siglo XIX, pareció dar la razón definitivamente a Huygens al establecer el carácter ondulatorio de la luz. ¿Cómo interpretar este experimento si la luz estaba, después de todo, formada por granos discretos, los fotones?

¿Y cómo explicarlo si se sustituía la luz por un flujo de partículas materiales, como electrones, por ejemplo? Estas estaban, según De Broglie, asociadas a una onda de materia y debían también dar lugar a interferencias, como demostró en 1927 el célebre experimento de Davisson y Germer, que le valió el Premio Nobel al joven físico francés en 1929.

La interpretación cuántica es, en un primer nivel, muy sencilla. Las ondas de materia tienen amplitudes complejas; las asociadas al paso de las partículas por las dos ranuras se superponen e interfieren entre sí. Se refuerzan mutuamente cuando la diferencia entre las distancias a lo largo de los dos caminos es un número entero de longitudes de onda broglieanas, y se anulan por interferencia destructiva cuando dicha diferencia es un número impar de semilongitudes de onda. Allí donde las amplitudes de probabilidad se suman, la probabilidad de encontrar las partículas es grande; allí donde se restan, esa probabilidad se anula. Si el flujo de partículas es considerable, la distribución de los puntos de impacto sobre una pantalla reproduce casi de inmediato la familiar figura de las franjas de interferencia que Young y Fresnel observaron más de un siglo antes. En el caso de la luz, parecía que no había ninguna novedad. En cuanto a los electrones y otras partículas, el resultado era nuevo y abría perspectivas fascinantes para la física, al extender el concepto de interferencia a las propiedades de la materia.

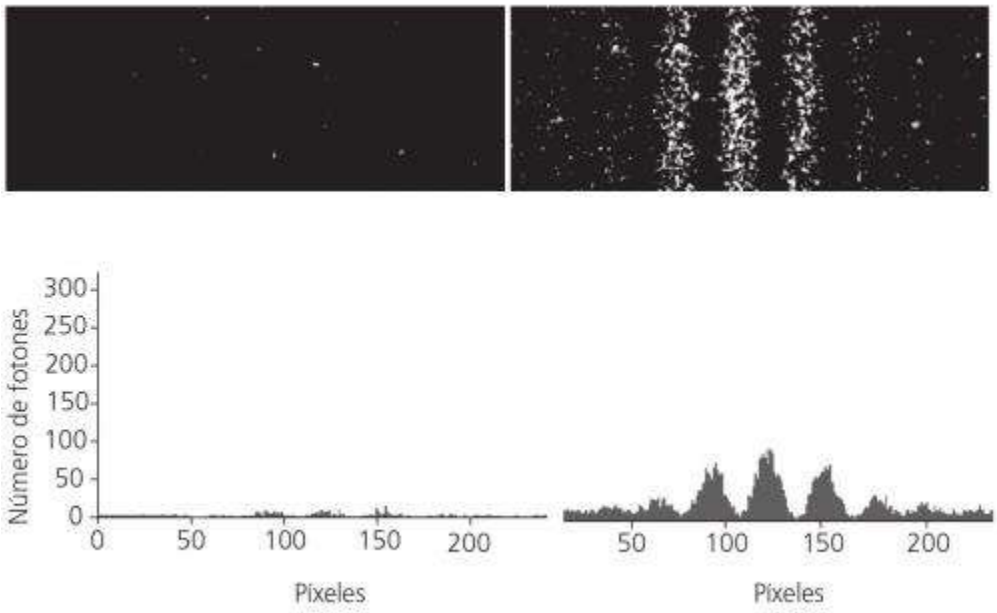


FIGURA 5.7. Experimento de interferencia entre dos ondas con fotones que atraviesan uno a uno el dispositivo (*imágenes superiores*): los primeros fotones parecen impactar en la pantalla en puntos aleatorios (*izquierda*), antes de que se forme una imagen clara de las franjas (*derecha*). Se reconoce en esta última el puntillismo correspondiente a la llegada individual de las partículas a la pantalla. Los histogramas bajo las fotografías muestran, para ambos instantes, el número de partículas en función de la abscisa del punto de detección medida en píxeles (1 píxel = 25 micras). Las dos ondas que interfieren no provienen de las dos ranuras, sino de la luz que atraviesa un biprisma de Fresnel, formado por dos prismas pegados en su base. Este dispositivo, inventado por el físico francés para estudiar las interferencias lumínicas, produce franjas análogas a las que había obtenido con sus dos espejos inclinados. El principio es idéntico al de las ranuras de Young (experimento realizado por Jean-François Roch, Escuela Normal Superior, Cachan).

Pero este experimento tiene mayor enjundia. Si se intenta analizar lo que ocurre a la escala de las partículas individuales que atraviesan el dispositivo, se acaba poniendo en cuestión la noción misma de realidad física. Supongamos que la fuente de partículas, fotones o electrones, es tan tenue que no emite más que un corpúsculo a la vez. La figura de interferencia solo aparecerá al cabo de un tiempo de exposición prolongado, y las primeras partículas irán llegando a la pantalla de un modo en

apariencia aleatorio hasta que se vayan formando las franjas, en un principio puntillistas y luego cada vez más precisas. Este experimento de interferencias que se construyen progresivamente, que en la época de Einstein y Bohr solo podía imaginarse, se realiza hoy en día con toda clase de partículas, fotones, electrones, átomos y moléculas, en diferentes tipos de interferómetros, que separan en dos y luego recombinan los caminos de las partículas salidas de una misma fuente. Y siempre da el resultado esperado.

Por supuesto, para que las interferencias aparezcan se necesita que los dos caminos estén abiertos para cada partícula. Si en el experimento de Young se cierra de manera aleatoria una de las dos ranuras, la imagen que se cree en la pantalla de detección será la de dos manchas de difracción que simplemente se suman de forma clásica, sin interferencias.

MEDICIÓN, COMPLEMENTARIEDAD Y RELACIONES DE INCERTIDUMBRE

En una mente formada en la física newtoniana, habituada a razonar en términos de órbitas y trayectorias, se suscita de inmediato una pregunta: ¿qué sucede en el momento en que la partícula atraviesa la pantalla que tiene las dos ranuras? Si pasa por una de las dos, ¿cómo es que nunca puede impactar en una franja oscura, cosa que sí podría hacer si la otra ranura estuviese cerrada? ¿Cómo «sabe» que la que no atraviesa está abierta o cerrada para «decidir» llegar o no a una franja oscura? La respuesta que da la física cuántica es... que la pregunta no tiene sentido. No es posible atribuir realidad física al paso de la partícula por uno u otro agujero si no se efectúa ninguna medición para responder a la pregunta. Existe una amplitud de probabilidad de que el fotón o el electrón atraviese cada una de las

ranuras, y sus valores interferirán para dar un resultado cuando se realice una medición de la posición de la partícula, *tras* su paso a través de la pantalla.

Si tratamos de determinar dónde se encuentra la partícula en el momento en que atraviesa las ranuras, obtendremos un resultado (pasa por un lado o por el otro), pero su función de onda y su evolución posterior serán perturbadas de tal manera que las franjas desaparecerán. Dicho de otro modo, saber dónde está la partícula en las ranuras y determinar después en qué punto de la pantalla de detección tiene probabilidades de acabar son dos cuestiones incompatibles. No se puede, a través de un mismo experimento, pedir a la naturaleza que responda a ambas a la vez. Hay que plantear una u otra de estas dos preguntas, para lo cual hay que modificar debidamente el dispositivo experimental. Bohr expresó esta imposibilidad de medir al mismo tiempo magnitudes físicas incompatibles mediante lo que llamó el *principio de complementariedad*.

Este principio tiene consecuencias fundamentales para la idea intuitiva que nos hacemos de la realidad física y, en primer lugar, para la noción de trayectoria. Si no se observa el electrón que atraviesa el aparato, no tiene sentido preguntarse qué trayectoria sigue. Podemos, en cierto modo, decir que en el interferómetro sigue las dos trayectorias a la vez, que pasa por una ranura y también por la otra, en una superposición de los dos estados; suspendido entre dos realidades clásicas, por decirlo así. De hecho, una expresión más exacta de la teoría consiste en afirmar que las que se superponen, en el sentido matemático de la expresión, son las amplitudes de probabilidad asociadas a las dos trayectorias. Esta superposición está en la base de las reglas de cálculo de los diagramas de Feynman mencionados con anterioridad.

Para Bohr y Heisenberg, este punto de vista era obvio y lo aceptaron

como una propiedad indiscutible de la naturaleza a escala microscópica. Einstein, Schrödinger y De Broglie no opinaban lo mismo. «Yo sé dónde está la Luna en el firmamento aunque nadie la mire», decía el alemán, que no podía renunciar a atribuir una realidad física a una magnitud por el mero hecho de no haberla medido explícitamente. Para intentar convencerlo, el joven Heisenberg le dijo un día que, para establecer los conceptos cuánticos, no había hecho otra cosa que seguir el método que Einstein mismo había tomado prestado del pensamiento de Ernst Mach. Este físico y filósofo austriaco defendía que la física solo debía interesarse por lo que era medible y que, para definir una magnitud física cualquiera, había que imaginar con precisión cómo se evaluaba esta en la práctica. ¿Acaso no era esto lo que Einstein había hecho cuando puso en tela de juicio la noción de tiempo absoluto, al interesarse en detalle por la sincronización de los relojes? Heisenberg había seguido el mismo planteamiento al establecer una teoría que relacionaba entre sí magnitudes medibles de manera explícita. Era una cuestión vana plantearse cuál era el valor que tomaban determinadas magnitudes, posiciones o velocidades de partículas cuando el dispositivo experimental no podía determinarlas. Einstein le dio la razón al reconocer que el pensamiento de Mach le había ayudado con la relatividad, pero añadió que «no hacía falta repetir la misma broma dos veces».

Ya que traemos a colación a Heisenberg, ha llegado el momento de analizar su famoso principio de indeterminación, que desempeña un papel importante en física cuántica y que suele mencionarse en el lenguaje común para hacer referencia a los misterios cuánticos. Llegados a este punto, es importante hablar de él para desmitificarlo, porque está estrechamente ligado a la idea de complementariedad introducida por Bohr y nos servirá para analizar con mayor detenimiento los experimentos mentales que se discutieron en los congresos Solvay de 1927 y 1930.

Estas célebres relaciones de indeterminación expresan que, en física cuántica, ciertas magnitudes, denominadas «complementarias» o «conjugadas», solo pueden determinarse simultáneamente con una precisión limitada. Relacionan entre sí las incertidumbres Δx y Δp, que deben observarse al medir la posición y el momento de una partícula, o las incertidumbres ΔE y Δt, con las que se puede determinar la energía E que intercambian dos sistemas cuánticos y el instante t de dicho intercambio. La relación que vincula la posición y la velocidad, $\Delta x \times \Delta p \geq \hbar$, refleja el hecho de que, a nivel cuántico, el aumento en la precisión al medir la posición de una partícula se paga con un incremento de la incertidumbre en el conocimiento de su momento y, por tanto, de su velocidad. La relación análoga entre el tiempo y la energía, $\Delta E \times \Delta t \geq \hbar$, significa que, para determinar con precisión una energía, hay que renunciar a conocer con certeza el momento en que esta se ha creado o intercambiado.

La constante de Planck que aparece en estas desigualdades es pequeña, lo cual indica que estas solo resultan verdaderas limitaciones a la escala de los procesos microscópicos de la física atómica o nuclear. A escala macroscópica, los productos de las incertidumbres experimentales clásicas asociadas a x y p o asociadas a E y t son mucho mayores que $\hbar$, y la precisión de las mediciones no está limitada por las relaciones de Heisenberg.

Estas relaciones pueden deducirse de manera cualitativa de las propiedades de las ondas de materia broglieanas. Una partícula con un momento p dado posee una longitud de onda bien definida; por tanto, se extiende en el espacio sobre una distancia en teoría infinita, correspondiente a un reparto uniforme de la probabilidad de encontrarla en cualquier punto. Así pues, conocer con extrema precisión el momento de la partícula implica tener una información nula sobre su posición. Y, a la inversa, cuando se

detecta una partícula en un punto concreto, su función de onda está en ese momento localizada a la perfección en ese punto y consiste en la superposición de un número infinito de ondas planas asociadas a una distribución infinitamente amplia de valores de momento. Estas son propiedades fundamentales de la transformada de Fourier, ya analizadas en el contexto de la óptica en el capítulo 3.

Conocer con infinita precisión la posición de una partícula se paga con un desconocimiento total de su momento. Entre estas dos situaciones extremas, es posible preparar su función de onda como un *paquete de ondas* cuyas longitudes estén distribuidas en torno a un valor central, de tal manera que la distribución de momentos tenga una magnitud Δp y la distribución de valores posibles de su posición, una magnitud inversamente proporcional, $\Delta x = \hbar/\Delta p$. El producto $\Delta x \times \Delta p$ de las dos incertidumbres es, por tanto, igual a $\hbar$, que es el mejor término medio posible si lo que se busca es optimizar la precisión de las dos medidas.

Un razonamiento análogo, basado también en el análisis de Fourier, permite comprender las relaciones de indeterminación entre tiempo y energía. Una partícula de energía E bien definida está asociada a una onda broglieana de frecuencia E/h perfectamente determinada, lo que exige que se desarrolle a lo largo de un intervalo temporal infinito. Es, por tanto, imposible saber cuándo aparece la onda. En sentido inverso, una partícula creada en un instante preciso posee una indeterminación total sobre su energía. Aquí, de nuevo, el mejor término medio posible consiste en considerar un paquete de ondas que admite cierta holgura ΔE en cuanto a su energía, y una holgura conjugada Δt respecto al tiempo de creación del paquete (o de su paso por un punto), siendo el producto de ambas incertidumbres igual a $\hbar$.

Estas relaciones de indeterminación desempeñan un papel esencial en

física cuántica, pues ofrecen una explicación cualitativa para fenómenos fundamentales del mundo de los átomos y los fotones. Hemos visto que uno de los misterios que la física newtoniana y las ecuaciones de Maxwell eran incapaces de explicar es la estabilidad de la materia atómica. El electrón del átomo de hidrógeno, que gira en torno al núcleo atraído por su campo eléctrico como un planeta se ve atraído alrededor del Sol por su campo gravitatorio, debería irradiar energía electromagnética y acabar, al cabo de un tiempo muy corto, cayendo sobre el núcleo. Pero permanece a una distancia de este del orden de 0,5 ángstroms. Bohr había admitido esta propiedad como un postulado al asignar al electrón órbitas privilegiadas, la más baja de las cuales era precisamente aquella en la que este gravita a la distancia de un radio de Bohr del núcleo.

Las relaciones de indeterminación dan para este postulado una explicación más general. Si el electrón cayese al núcleo, la precisión de su posición sería infinita; así, su momento y, en consecuencia, su energía cinética aumentarían sin límite. Al permanecer a una distancia finita del núcleo, el electrón optimiza el producto de las incertidumbres sobre su posición y su momento para minimizar su energía. Este es la suma de su energía potencial eléctrica, cada vez más negativa a medida que se acerca al núcleo, y su energía cinética, que es positiva y cada vez mayor. El tamaño de la función de onda electrónica, del orden de 10^{-10} metros, corresponde al mínimo de la suma de estas dos energías que evolucionan en sentidos opuestos con la distancia entre el electrón y el núcleo. Si se añaden progresivamente otros electrones al átomo para formar los sucesivos elementos de la tabla periódica de Mendeléyev, habrá que colocarlos —habida cuenta de la estadística de Fermi-Dirac— en órbitas cada vez más grandes. Así pues, puede decirse que la estructura de la materia se explica

por la combinación de las exigencias de las relaciones de indeterminación de Heisenberg y del principio de exclusión de Pauli.

La relación de indeterminación entre tiempo y energía tiene también un papel esencial en física cuántica. Cuando un electrón situado en un átomo se lleva a un estado excitado, al cabo de un tiempo vuelve a caer a su estado fundamental emitiendo un fotón cuya frecuencia está relacionada con la diferencia de energía entre los dos estados a través de la fórmula de Planck $E_1 - E_2 = h\nu$. Esta emisión se produce en un instante aleatorio, en forma de salto cuántico instantáneo. El tiempo medio t que el átomo pasa en el estado excitado está relacionado con las incertidumbres ΔE y $\Delta \nu$ de la energía y de la frecuencia del fotón emitido a través de la relación $\Delta E = h\Delta \nu = \hbar/\tau$, que determina el límite de la precisión al medir la frecuencia de la luz emitida por un átomo en reposo (si este se mueve, se añade a lo anterior una incertidumbre suplementaria, como veremos en el capítulo siguiente).

Si buscamos una fuente de luz lo más monocroma posible, por ejemplo, para construir un reloj atómico, tendremos que someterla a una transición atómica entre un estado básico y un estado excitado con el mayor tiempo de vida posible, es decir, el mayor valor posible para τ. En los relojes atómicos ópticos, los estados excitados tienen un tiempo de vida de algunos centenares de segundos, lo que permite definir la frecuencia del orden de 10^{15} hercios con una precisión de una milésima de hercio y dar al reloj una incertidumbre relativa de unos 10^{-19} (¡menos de un segundo en la edad del universo!). Así pues, las relaciones de incertidumbre no son sinónimo de vaguedad o imprecisión. La física cuántica permite alcanzar toda la precisión que se desee al medir un parámetro (por ejemplo, la energía o la frecuencia de un fotón) a condición de aceptar un alto grado de indeterminación en la variable conjugada (en este caso, el tiempo de emisión de ese fotón).

También puede invocarse la relación de indeterminación entre tiempo y energía para comprender el efecto de túnel cuántico, analizado por Gamow en los años veinte. Hemos visto con el ejemplo de los rayos α que una partícula atrapada por una fuerza nuclear puede escapar de su trampa y alejarse de ella indefinidamente. En la visión clásica esto es imposible, porque cruzar la barrera que constituye la trampa violaría el principio de conservación de la energía. Dicho de forma más sencilla, la partícula atrapada no tiene suficiente energía cinética para saltar la barrera que la confina. En la física cuántica, sin embargo, un proceso transitorio puede dar lugar a una cantidad de energía ΔE que no conserva energía, siempre que este proceso no dure más que un tiempo Δt del orden de $\hbar/\Delta E$. Se puede decir que la partícula, para escapar por efecto túnel, toma prestada del núcleo la energía potencial que le permite saltar la barrera, lo cual es posible porque el salto dura muy poco tiempo.

Un argumento similar explica la gran diferencia de alcance entre las interacciones nucleares responsables de la radiactividad y las interacciones de sus «primas», las fuerzas electromagnéticas. Estas son de largo alcance porque las transportan los fotones, de masa cero, cuya energía puede ser arbitrariamente pequeña. Según la relación de incertidumbre entre tiempo y energía, el periodo transcurrido entre la creación y la aniquilación de un fotón virtual intercambiado por dos partículas cargadas puede ser arbitrariamente largo, tanto más cuanto menor sea su frecuencia. Así, este fotón puede propagarse a la velocidad de la luz a grandes distancias, lo que explica el largo alcance de las interacciones electromagnéticas. La fuerza nuclear débil es transportada por los bosones W y Z, cuyas masas, M_w y M_z, son aproximadamente cien veces la de un protón. Las apariciones de estos bosones en los procesos nucleares son, por tanto, en extremo fugaces, pues no superan un tiempo $\hbar/M_w c^2$ o $\hbar/M_z c^2$, del orden de 10^{-25} segundos.

Durante ese tiempo solo pueden propagarse a distancias de unos 10^{-17} metros, lo que limita la influencia de la fuerza nuclear débil al interior de los núcleos atómicos.

DEBATES EN TORNO A EXPERIMENTOS IMAGINARIOS

Para comprender cómo las relaciones de indeterminación de Heisenberg iluminan el principio de complementariedad de Bohr, volvamos una vez más al experimento mental de las ranuras de Young. Einstein aún no había renunciado a la existencia de la trayectoria de la partícula que atravesaba la pantalla con las dos ranuras. Evidentemente, tapar una de ellas para asegurarse de que el fotón o el electrón pasaba por la otra era un procedimiento demasiado tosco, así que imaginó un método más sutil. Las dos ranuras eran ahora horizontales, y estaban situadas una encima de la otra. La inferior había sido perforada en la parte fija de la pantalla, mientras que la superior formaba parte de un dispositivo móvil, una pequeña lámina suspendida de un resorte vertical, que se dejaba que oscilara libremente hacia arriba y hacia abajo. La idea de Einstein era sencilla.

FIGURA 5.8. Bohr y Einstein fotografiados en 1925 en Leiden, en casa de su amigo el físico austro-holandés Paul Ehrenfest (© World History Archive/ABACA).

Si la partícula atravesaba el dispositivo por la ranura inferior, la superior no se movería. Por el contrario, si la trayectoria la llevaba a atravesar la ranura superior, sería difractada por los bordes de esta y su momento se desviaría ligeramente hacia abajo, lo que conllevaría como reacción que el dispositivo se moviera hacia arriba. Este dispositivo, sostenido por el resorte, empezaría a oscilar y su movimiento revelaría la trayectoria seguida por la partícula, que llegaría a la pantalla de detección y dejaría en ella un rastro, como en el experimento en el que las dos ranuras son fijas. De este modo se conocería la trayectoria de cada partícula y, tras la detección de un

gran número de impactos, se observarían las franjas. Pero ¿seguro que sería así?

Bohr no tuvo problemas para salvar su principio de complementariedad cuando llamó a Heisenberg para que le echara una mano. A fin de detectar el minúsculo cambio de momento provocado por el paso de la partícula, el momento inicial del dispositivo móvil debía conocerse con una incertidumbre Δp muy pequeña, lo cual implicaba que la incertidumbre sobre la posición vertical de la ranura tenía que ser al menos igual a $\Delta x = \hbar/\Delta p$. Esta incertidumbre daría lugar a una difuminación de la diferencia de paso entre las dos trayectorias que desdibujaría el patrón de interferencia. La partícula perturbada por el retroceso que causaría a la ranura móvil llegaría a la pantalla de detección en un punto cualquiera, ya no necesariamente sobre una franja brillante.

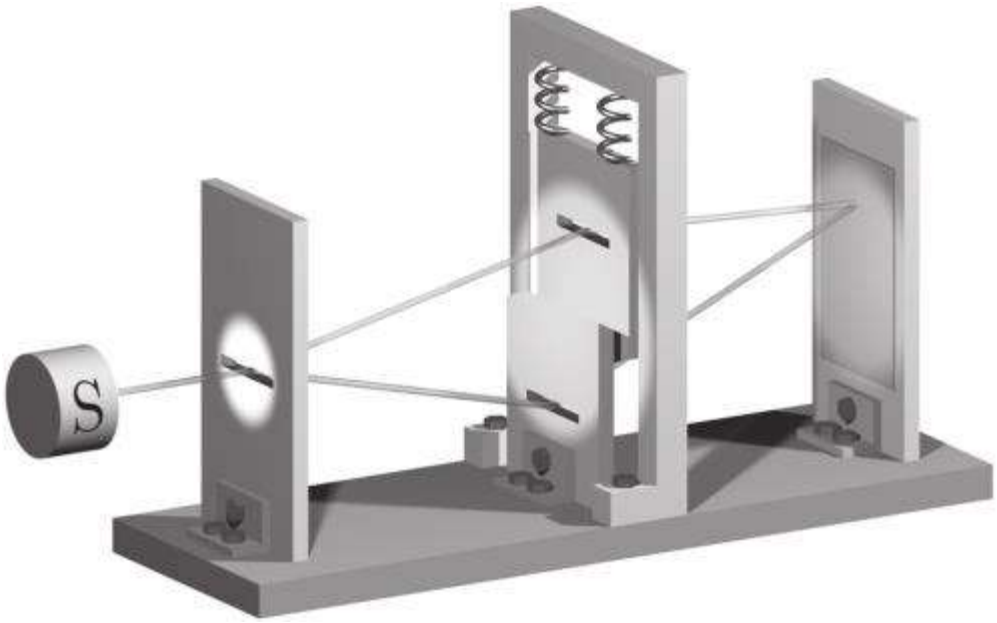


FIGURA 5.9. El experimento mental de las ranuras de Young con una de ellas móvil. El dispositivo suspendido por muelles comienza a oscilar si la partícula pasa por la rendija superior (a partir de un dibujo de Niels Bohr, reconstruido por J.-M. Raimond).

Este experimento mental revela una propiedad esencial del oscilador

cuántico, ya sea una pequeña masa unida a un muelle o un péndulo que oscile en el campo gravitatorio terrestre. Igual que el electrón en el átomo de hidrógeno, y fundamentalmente por la misma razón, el oscilador no puede estar en un instante dado localizado en un punto preciso, porque entonces su momento sería infinito. En su estado de mínima energía, denominado estado fundamental, el sistema debe tener una energía cinética residual y presentar una incertidumbre de posición en torno a su punto de equilibrio. Esta indefinición de la posición y el momento, que corresponde al estado de energía mínima compatible con las relaciones de indeterminación, define lo que se conocen como las fluctuaciones de punto cero del oscilador.

En el experimento mental de la ranura móvil, estas fluctuaciones son inevitables y hacen que la observación de las franjas sea incompatible con la detección del movimiento de la rendija, de acuerdo con el principio de complementariedad de Bohr. Estas limitaciones solo se aplican a objetos ultraligeros, de tamaño atómico. Para los cuerpos macroscópicos, compuestos por un número enorme de átomos, la constante de Planck es tan pequeña que las fluctuaciones cuánticas son insignificantes. Las ranuras de los interferómetros no se mueven de manera perceptible y se observan interferencias, sin que se pueda conocer la trayectoria que las partículas han seguido. Este experimento no pasó de ser una idea cuya realización era inimaginable en aquella época. Desde entonces, las cosas han cambiado y ahora hay versiones de estos experimentos que son factibles, como veremos más adelante.

Las fluctuaciones cuánticas son asimismo esenciales en la descripción de los modos del campo electromagnético, que son también osciladores, como demostró el estudio de la radiación térmica. En su estado fundamental, en ausencia de fotones, un modo del campo de frecuencia v presenta

fluctuaciones de los campos magnético y eléctrico, cuya energía es igual a la de un semifotón, $h\nu/2$. Son las denominadas fluctuaciones del campo del vacío, que tienen efectos detectables sobre los átomos que están inmersos en dicho campo. En particular, son responsables del desplazamiento de Lamb de los niveles atómicos del hidrógeno.

Un oscilador, ya sea un campo o un sistema mecánico, en su estado fundamental posee una fase completamente aleatoria, mientras que su energía está definida a la perfección, puesto que su número de cuantos es igual a cero. Para adquirir una fase, el oscilador debe presentar una incertidumbre sobre su energía, es decir, debe estar excitado en una superposición de estados correspondiente a diferentes números de cuantos, distribuidos sobre un intervalo Δn alrededor de un valor medio $\bar{n}$. Según la relación de indeterminación entre tiempo y energía de Heisenberg, la fase del oscilador es tanto más precisa cuanto mayor es Δn. La fluctuación ΔE de la energía del oscilador es igual a $h\nu\Delta n$, mientras que Δt, la del instante en que su fase pasa por un valor dado, introduce una imprecisión $\Delta\varphi = 2\pi\nu\Delta t$ en esta fase. Así pues, se deduce de la relación $\Delta E \times \Delta t \geq \hbar$ que el producto $\Delta n \times \Delta\varphi$, equivalente a $\Delta E \times \Delta t/\hbar$, es igual o mayor que la unidad. El producto de $\Delta\varphi$ por la incertidumbre relativa del número de cuantos es entonces, *como mínimo*, igual a $1/\bar{n}$. El estado del oscilador que más se parece a un sistema clásico, con la energía y la fase definidas *al mismo tiempo* de manera óptima, corresponde a la componenda en la cual las incertidumbres sobre estas magnitudes son ambas iguales a $1/\sqrt{\bar{n}}$.

En el límite clásico, el número de fotones o de cuantos de vibraciones es gigantesco y la cantidad $1/\sqrt{\bar{n}}$ despreciable. Volvemos a la «certidumbre» de la física newtoniana, para la cual las amplitudes y las fases de un oscilador pueden definirse con una precisión arbitraria. En el caso de cantidades pequeñas de fotones o de cuantos de vibración, la

granularidad cuántica deja de ser despreciable y tanto la cantidad como las fluctuaciones de fase cuánticas $\Delta\varphi$, del orden de $1/\sqrt{n}$, pasan a ser perceptibles. Veremos ejemplos de ello más adelante.

Perdida en 1927 la batalla de las relaciones de indeterminación que relacionaban posición y momento, Einstein retomó en el congreso Solvay de 1930 la cuestión de la relación entre energía y tiempo. Le expuso a Bohr un experimento mental que parecía violar la desigualdad de Heisenberg, $\Delta E \times \Delta t \geq \hbar$. Desde luego, si se consideraba el caso de la emisión espontánea de un fotón por parte de un átomo excitado, esta desigualdad se respetaba, lo cual quizá fuera debido a que el experimentador no controlaba el proceso aleatorio de emisión de la partícula luminosa. Einstein imaginó un ingenioso dispositivo, la famosa caja de fotones que he descrito al principio de este capítulo tal y como Gamow la construyó y como puede verse hoy en su vitrina en el Instituto Niels Bohr. Este aparato era, en principio, capaz de emitir cuantos de luz en un instante bien definido. Para medir la energía electromagnética contenida en la caja, esta estaba suspendida de un muelle en el campo gravitatorio terrestre, y bastaba, por tanto, con pesarla como cualquier otro objeto, observando el desplazamiento de un cursor unido a la caja sobre una regla graduada. Para ello, había que aceptar la equivalencia entre masa y energía, así como la existente entre masa inercial y masa gravitatoria de la relatividad general.

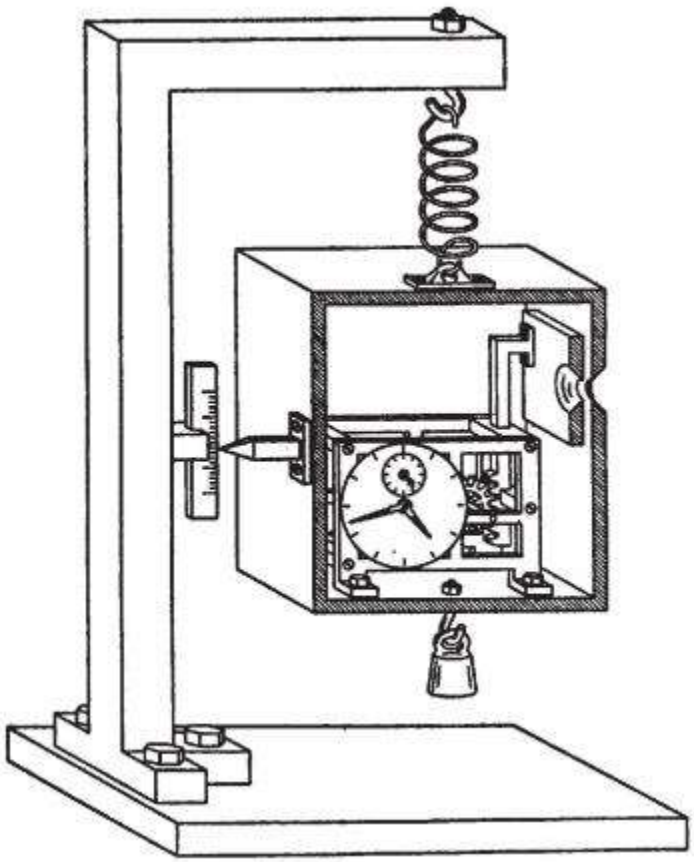


FIGURA 5.10. La caja de fotones dibujada por Niels Bohr. Este fue el dispositivo que Gamow «construyó» y regaló a Einstein y Bohr por Navidad en 1930 (véase la figura 5.1) (Archivos Niels Bohr, Copenhague).

El experimento combinaba así la nueva física cuántica con la teoría de la relatividad, un dominio que Einstein conocía a la perfección. La caja debía tener paredes internas completamente reflectantes que permitiesen que los fotones rebotasen sin pérdidas, de manera que la energía del sistema se conservase. Para controlar la emisión del fotón, un reloj situado en la caja activaba la apertura y el cierre de un obturador que levantaba una de las paredes durante un breve intervalo de tiempo, medible mediante el seguimiento de la posición de la aguja del reloj en el instante en que el obturador se abría y se cerraba. Pesando la caja antes de la apertura y

después del cierre de este, se podía determinar la energía y, por tanto, el número de cuantos que se habían liberado. Se disponía de un tiempo arbitrario para efectuar esta medición antes y después de la salida de los fotones, por lo que, al parecer, no había nada que limitase la precisión con la que se podía determinar *E*, para un intervalo de apertura de la caja *t* tan corto como el experimentador decidiese libremente que lo fuera.

Parecía que la relación entre tiempo y energía de Heisenberg tenía un grave problema. Los testigos presentes en la conferencia relataron la agitación de Bohr, que no pudo encontrar en el momento la respuesta a la cuestión que Einstein planteó. El danés necesitó toda una noche en vela para volver al día siguiente con la réplica que salvó la física cuántica. ¡Einstein había olvidado su propia teoría de la relatividad general y no había tenido en cuenta la dilatación del tiempo que medía el reloj de la caja!

Retomemos, sin entrar en detalles, el razonamiento de Bohr, que Gamow transcribió en la pizarra que acompañaba a su versión de la caja de fotones. La variación de la masa-energía $E = mc^2$ contenida en la caja tras la salida de los fotones infligiría una fuerza sobre el muelle que presentaría una incertidumbre ΔF proporcional a Δm, la incertidumbre de la masa que se trataba de determinar. Esta incertidumbre sobre la fuerza está relacionada con la del momento que había ganado la caja, Δp, siendo la relación entre *F* y *p* simplemente la ley de Newton según la cual la variación de *p* por unidad de tiempo es igual a la fuerza aplicada. La incertidumbre sobre *p* estaba, de acuerdo con la relación de Heisenberg entre la posición y el momento, relacionada con Δz, la incertidumbre de la posición vertical del cursor que medía el peso de la caja.

Así, una cadena directa de relaciones vinculaba las incertidumbres de la masa que se pretende determinar, Δm; la del momento adquirido por la caja durante la apertura del obturador, Δp, y la de la posición vertical del cursor

unido a la caja, Δz. Es en este punto del razonamiento donde entra en juego la relatividad general. Si la altura de la caja en el campo gravitatorio de la Tierra ha cambiado, también lo habrá hecho el tiempo medido por el reloj. La velocidad de este, que mide el intervalo de tiempo entre la apertura y el cierre del obturador, depende de z, y la incertidumbre cuántica Δz afecta a la incertidumbre sobre el tiempo de apertura, Δt. Un simple cálculo permitió a Bohr relacionar Δm con Δt y recuperar la relación de incertidumbre en la forma $\Delta mc^2 \times \Delta t \geq \hbar$. ¡La relatividad general había salvado la relación de Heisenberg! Los testigos del triunfo del danés se percataron de lo irónico de la situación: la teoría de la relatividad, la niña de sus ojos, había pillado a Einstein en un renuncio y había preservado la coherencia de la física cuántica, algo que a él lo incomodaba.

A priori, puede parecer sorprendente que la física cuántica se apoye en la teoría de la relatividad —en la general, para colmo—, cuando aún no existe un modelo que combine ambas por completo. Sin embargo, esto no es sorprendente. Al idear su experimento, el propio Einstein definió el marco en el que debía analizarse. La equivalencia entre masa y energía de la relatividad especial, así como el principio de equivalencia entre la masa inercial y la gravitatoria, desempeñan aquí un papel esencial. La dilatación del tiempo en función de la posición en un campo gravitatorio es una consecuencia ineludible, como demostró el experimento mental del carrusel descrito en el capítulo anterior. Por tanto, tener en cuenta este efecto sobre el tiempo medido por el reloj de la caja es un paso completamente justificado, indispensable incluso, si se quiere garantizar la coherencia de la física. El hecho de que aún no exista una teoría que describa los fenómenos cuánticos en las condiciones gravitatorias extremas de los agujeros negros no supone ningún problema para el experimento que aquí se presenta, pues este solo depende de las manifestaciones de la relatividad general en

situaciones de campo muy débil, donde esta se puede describir de forma clásica.

EL ENTRELAZAMIENTO CUÁNTICO

Los experimentos mentales de 1927 y 1930 incorporaban el germen de la cuestión del *entrelazamiento cuántico*, un concepto que ocupó mucho a Einstein en la década de los años treinta y que lo llevó a su última contribución a la física cuántica. Para interpretar estos experimentos, es necesario describir como objetos cuánticos no solo las partículas que se estudian, sino también los dispositivos con los que interactúan. En el experimento de la ranura móvil, esta y la partícula forman un conjunto indisociable, cuyos parámetros físicos están fuertemente vinculados. Una vez atravesadas las rendijas, el sistema evoluciona en una superposición de dos situaciones físicas distintas: una en la que la partícula ha pasado por la ranura inferior sin que la superior se mueva y otra en la que ha atravesado la rendija superior, que empieza a oscilar. Antes de que la partícula sea al fin detectada tras las ranuras, a una distancia de estas que puede imaginarse arbitrariamente grande, estas dos partes del sistema se encuentran en un estado cuántico combinado, también llamado entrelazado, que tiene propiedades extrañas para una mente clásica.

Si observamos la ranura, la encontraremos, con probabilidades iguales, bien inmóvil, bien en estado de oscilación. En el primer caso, sabremos con certeza, aun sin haberla detectado, que la partícula está descrita por la onda surgida de la rendija inferior; mientras que, en el segundo caso, tendremos la seguridad de que está asociada a la onda que emana de la ranura superior. Esta correlación perfecta podría incluso garantizarse modificando el

montaje experimental. Bastaría, en el caso de los fotones, con reemplazar la pantalla de detección por una lente que forme la imagen de las dos ranuras, y colocar detectores en los lugares donde se plasmen estas. Veríamos entonces que, si la rendija móvil permaneciera quieta, el fotón llegaría siempre al detector coincidiendo con la imagen de la ranura fija, mientras que ocurriría lo contrario si la móvil se desplazara.

El estado entrelazado de dos sistemas que han interactuado y se han separado es muy particular. Cada parte ya no puede describirse de manera independiente de la otra. El estado cuántico del conjunto incorpora información sobre la correlación, pero no sobre cada parte considerada por separado. La partícula llegará a un detector u otro con la misma probabilidad, y la ranura se observará en movimiento o no también con probabilidades iguales. No se puede predecir cuál de estos dos resultados se observará en una medición dada; la única información que incorpora el estado cuántico entrelazado es que ambos están siempre correlacionados. La partícula *por sí sola* ya no se encuentra en una superposición de estados, sino que *comparte* esta superposición con la ranura que incorpora la información sobre la trayectoria de la partícula.

Esta compartición explica la desaparición de las franjas de interferencia. Aunque ningún observador esté pendiente de lo que ocurre con la ranura en movimiento, siempre se puede suponer que su estado queda registrado, de manera que pueda leerse en cualquier momento posterior. Esta sola posibilidad obliga a la partícula a pasar por una u otra rendija en función del resultado de esta medición virtual. En lo esencial, la situación no es diferente de aquella en la que una de las dos ranuras está cerrada al azar, por lo que se entiende que en este caso no se puedan formar interferencias. Por el mero hecho de que la partícula comparte su estado cuántico con otro sistema, la superposición cuántica, que implica que está a la vez en ambas

trayectorias, se sustituye por una alternativa clásica. La partícula está ahora asociada a la onda salida de una *u* otra rendija, ya no es una superposición de una trayectoria *y* la otra, así que la interferencia desaparece.

El entrelazamiento cuántico desempeña, pues, un papel esencial en la explicación del principio de complementariedad. El aspecto ondulatorio solo se observa si no se filtra información sobre la trayectoria de la partícula en un entorno que pueda registrar esta información. Si se produce esta fuga, la partícula estudiada se enreda con su entorno y se destruyen los efectos de interferencia. El sistema se ve obligado a seguir una trayectoria clásica, determinada por la información que se ha filtrado en el entorno. Este fenómeno explica por qué las partículas cuánticas dejan huellas de trayectorias precisas en las cámaras de burbujas o de chispas: su continua interacción con el líquido o los potenciales de los cables del detector les obligan a elegir una trayectoria y hacen desaparecer el aspecto ondulatorio de su comportamiento.

El análisis de los experimentos mentales de 1927 y 1930 llevó a Einstein a cuestionar el entrelazamiento, lo que dio lugar a un célebre artículo, escrito en colaboración con sus ayudantes Podolski y Rosen en 1935 y conocido simplemente como el «artículo EPR». El alemán y sus colegas imaginaron dos partículas que se mueven en direcciones opuestas sin interactuar. En un momento dado, se encuentran en una superposición de estados en la que tienen con igual probabilidad todos los valores posibles de momento, siendo estos opuestos para las dos partículas. Según las leyes cuánticas y las propiedades de la transformación de Fourier, la función de onda espacial del sistema tiene entonces una correlación perfecta entre las posiciones de las partículas, que están separadas por una distancia fija x_0. El par entrelazado describe una situación en la que la información está contenida en las correlaciones entre las partículas cuyas posiciones y

momentos individuales son indeterminados. Si el momento encontrado para uno es p_1, el del otro es $p_2 = -p_1$. Si la medida de la abscisa de uno da el resultado x_1, el otro será $x_2 = x_1 + x_0$. Mientras que la posición y el momento de cada partícula no pueden determinarse simultáneamente debido al principio de indeterminación de Heisenberg, las cantidades $p_1 + p_2$ y $x_1 - x_2$ están en ese momento perfectamente definidas.

Esta situación se puede comparar con otra —clásica— en la que dos bolas de billar idénticas se aproximan la una a la otra con la misma velocidad, experimentan una colisión frontal y se alejan en direcciones opuestas. Como consecuencia de las leyes de conservación de la mecánica clásica, las posiciones y los momentos de ambas bolas nunca dejan de ser opuestos en el transcurso de su movimiento. La correlación de los momentos es la misma que en la paradoja EPR. En cuanto a las posiciones de las bolas, su correlación está definida ahora por la suma de sus abscisas, y no por su diferencia. Aparte de esto, lo que contrapone en esencia las situaciones clásica y cuántica es que, en este último caso, las dos partículas están, antes de ser medidas, en una superposición de estados cuyas posiciones y velocidades son fundamentalmente *inexistentes*. La interpretación de Copenhague de la física cuántica, sostenida por Bohr, afirmaba que las posiciones y los momentos no tenían realidad física antes de ser medidos, que sus valores solo se concretaban, adquirían sentido, cuando un aparato adaptado para medir la velocidad o la posición de cada una de ellas daba un resultado preciso. Este argumento permitió a Bohr, en su discusión con Einstein en 1927, considerar como un sinsentido la cuestión de saber por cuál rendija pasa el fotón o el electrón en el experimento de las ranuras de Young.

En el artículo EPR, Einstein volvió a la carga con una observación que parece razonable. Si suponemos que las partículas están separadas por una

gran distancia, una recogida por Alice y la otra por Bob, y ella quiere conocer la posición de la suya, no necesita medirla: sin tocarla ni interactuar con la partícula en modo alguno, basta con que le pida a Bob que haga la misma medición sobre su partícula y que le comunique el resultado por teléfono o por radio. El mismo procedimiento se aplica para el momento o la velocidad. Una medición efectuada por Bob, sin que Alice tenga que tocar su partícula, le dará el valor de este parámetro. Por supuesto, debido al principio de indeterminación, él no puede conocer al mismo tiempo la posición y el momento; la medición de una de estas magnitudes perturbará el resultado obtenido para la otra.

Einstein ya no ponía en duda esta propiedad local de la física cuántica, pero sí afirmaba que, si el resultado de la medición de una u otra de estas magnitudes para una partícula podía conocerse sin interactuar con ella de ninguna manera, este valor debía ser lo que llamó un *elemento de realidad*: tenía que existir realmente antes de toda medición. Algo había tenido que ocurrir en el momento de la creación del par de partículas que había fijado desde ese instante los valores que tomarían estos parámetros durante una medición posterior. La incertidumbre cuántica debía reducirse de alguna manera a una incertidumbre clásica, a un desconocimiento de los parámetros ocultos del sistema que la medición de una de las dos partículas determinaría sin afectar a la otra. Este razonamiento llevó a Einstein a afirmar que la descripción del mundo microscópico por parte de la física cuántica era incompleta, que debían existir variables ocultas que de momento no podía describir.

El comportamiento no local de la física que se deducía de la interpretación de Copenhague le disgustaba muchísimo. Ya le había resultado difícil aceptar que «Dios jugaba a los dados» a la hora de concretar el resultado de una medición en un punto del espacio-tiempo. Esta

aleatoriedad era aún más difícil de aceptar si, además, era no local. Que el resultado aleatorio de una medición realizada por Bob afectase de inmediato al valor del parámetro correlacionado observado por Alice le parecía inconcebible.

Y sin embargo, esto es lo que afirmó Bohr en una disertación en la que respondía a los argumentos desarrollados en el artículo EPR. La física de un sistema cuántico compuesto por partes separadas en el espacio formaba un todo indivisible. Las magnitudes físicas correlacionadas a distancia entre sí solo se hacían reales en todo el espacio cuando se realizaba una medición en una de las partes del sistema. Esta revelación del resultado, el llamado *colapso* del estado cuántico, era un fenómeno de adquisición de información no local. Tanto si las mediciones se realizaban al mismo tiempo como en un orden temporal cualquiera, las correlaciones debían verificarse siempre, sin necesidad de invocar la existencia de variables ocultas. Bohr comprendió intuitivamente que no podía haber tales variables, que su posible existencia pondría en cuestión todo el edificio de la teoría cuántica.

Hubo que esperar tres décadas tras la publicación del artículo EPR para que la cuestión que enfrentó a Einstein y Bohr se plantease en términos verificables por medios experimentales. En 1964, tras la muerte de los dos protagonistas del debate, el físico irlandés John Bell reconsideró la cuestión de las variables ocultas. Retomó el experimento mental EPR y mostró que, si se medían no solo dos variables conjugadas como x y p, sino un conjunto de observables que fuesen combinación de estas magnitudes, se podía demostrar que una teoría de variables ocultas sería incapaz de describir los efectos de interferencia de las amplitudes de probabilidad que la física cuántica predecía.

Para ello, Bell estableció una desigualdad matemática que tendría que

satisfacer una suma de probabilidades de resultados de medición correlacionados si las variables ocultas existieran, y que las predicciones de la física cuántica incumplían. En 1972, el físico estadounidense John Clauser llevó a cabo un primer intento de poner a prueba la desigualdad de Bell. Midió las correlaciones entre las polarizaciones de pares de fotones entrelazados y obtuvo un resultado conforme a las predicciones de la teoría cuántica. Sin embargo, el experimento recibió críticas porque las polarizaciones de los fotones estaban fijadas de antemano, lo que no excluía la posibilidad de una influencia causal de una medición sobre la otra. En 1982, mi colega Alain Aspect, de la Universidad de París-Saclay, en Orsay, aportó una mejora crucial. Operando también con pares de fotones entrelazados, cambió aleatoriamente la orientación de los polarizadores colocados delante de los fotodetectores en un tiempo más corto que el que tarda la luz en propagarse de uno a otro. Su experimento confirmó que se violaban con toda claridad las desigualdades del tipo previsto por Bell, lo que dio la razón a Bohr de manera definitiva. Este resultado ha sido confirmado desde entonces por muchos experimentos cada vez más precisos, en los que se han distinguido los físicos Anton Zeilinger, en Austria, y Nicolas Gisin, en Suiza.

Un argumento que en ocasiones se utiliza para negar la posibilidad de colapso instantáneo de la función de onda en dos puntos separados por una gran distancia es que eso violaría el principio de relatividad y la causalidad. Pero en realidad no es así, y Einstein nunca utilizó este argumento para oponerse al punto de vista de Copenhague. La teoría de la relatividad prohíbe la transferencia de información entre dos puntos a una velocidad superior a la de la luz. Pero el resultado completamente aleatorio de una medición cuántica no local no transporta información; toda ella está contenida en las *correlaciones entre los resultados* observados por Alice y

Bob, que solo pueden constatarse cuando los dos observadores intercambian sus mediciones. Este intercambio debe hacerse por un medio clásico (por ejemplo, un mensaje electromagnético), por lo que respeta el principio de relatividad. Las correlaciones no locales de la física cuántica son extrañas; constituyen, como decía Einstein, «una fantasmal acción a distancia», pero no violan ningún principio de la física.

Volvamos de nuevo al experimento de las ranuras de Young, para comentar un último giro que dio el físico estadounidense John Wheeler, que acuñó la expresión «agujero negro». Al reflexionar sobre la extrañeza de un mundo en el cual un sistema físico puede estar suspendido entre distintas realidades antes de una medición, Wheeler imaginó una versión del experimento de interferencia en la que el fotón no tendría que elegir entre «pasar por una ranura *y* por la otra» o bien «por una ranura *o* por la otra», ¡incluso después de dejarlas atrás! Analicemos este experimento, llamado de *elección retardada* (*delayed choice*, en inglés). Supongamos que tras las ranuras fijas, ahora abiertas ambas (ya no hay una móvil), se sitúa la pantalla de detección de las interferencias o bien una lente que forma la imagen de las dos rendijas en un plano situado más adelante, donde se colocan dos detectores que cuentan los fotones que forman estas imágenes.

La elección entre la pantalla detectora y la lente se hace aleatoriamente y a gran velocidad, durante el tiempo en que los fotones, una vez atravesadas las dos ranuras, se propagan con total libertad en el espacio dentro del interferómetro. Expresado en términos más sencillos, cuando los fotones atraviesan las ranuras no «saben» si deben hacerlo en un estado de superposición (lo que, en el caso de que se coloque una pantalla más adelante en su recorrido, conducirá a que se observen franjas) o siguiendo una trayectoria que pase por una u otra rendija (lo que los llevará con

certeza hacia uno de los detectores en caso de que la pantalla se sustituya por la lente).

Según la interpretación de Copenhague, la función de onda de los fotones no tiene que escoger; que haya trayectorias definidas u ondas no es algo que exista antes de que se le plantee a la partícula una pregunta precisa al elegir aleatoriamente un dispositivo u otro, incluso después de que haya atravesado las ranuras. Dependiendo de la pregunta formulada, siempre se observará un resultado dicotómico (el fotón llega a un detector o al otro) o bien un comportamiento ondulatorio (el fotón solo llega a una franja brillante y nunca a una franja oscura en la pantalla interpuesta en su camino).

En 2007, Jean-François Roch llevó a cabo el experimento que propuso Wheeler en los años ochenta de forma diferente, con un tipo distinto de interferómetro, pero siguiendo el mismo principio. El resultado coincide plenamente con la interpretación de Copenhague. Presentar a una partícula cuántica una elección retardada nunca la pilla en falta. Siempre está «preparada», sea cual sea la versión del aparato a la que se enfrente, para proporcionar un resultado acorde con las extrañas predicciones de la física cuántica.

EL GATO DE SCHRÖDINGER Y LA FRONTERA CLÁSICA-CUÁNTICA

No podemos dejar los experimentos mentales sin mencionar el que sigue siendo el más célebre de todos, el que se refiere al famoso gato de Schrödinger. A partir de una frase de un artículo de 1935 en el que se abordó por primera vez de forma explícita el concepto de entrelazamiento (que Schrödinger fue el primero en denominar, con el término alemán

Quantenverschränkung), el físico austriaco imaginó el destino de un gato encerrado en una caja con un átomo excitado. Este puede volver a su estado básico emitiendo radiación, un fotón o una partícula radiactiva que activa un dispositivo capaz de matar al gato (por ejemplo, abriendo un frasco que contenga veneno o disparando al pobre animal con una pistola). El suceso fatal puede ocurrir en cualquier momento mientras persista el estado excitado, periodo que se supone muy largo. Durante este intervalo de tiempo, y antes de que se abra la caja para ver lo que ocurre en su interior, la física cuántica describe el estado del átomo como una superposición del estado excitado y del estado fundamental en presencia de la partícula emitida. Por tanto, el gato que interactúa con el átomo debe estar también en una superposición del estado en que está vivo y el estado en que está muerto como consecuencia del proceso desencadenado por la partícula asesina.

La cuestión es si la interpretación de Copenhague es válida en este caso extremo. ¿Debemos admitir que el estado del gato no tiene ninguna realidad física antes de ser observado, que el pobre animal está suspendido entre dos realidades clásicas tan diferentes, que además pueden dar lugar a fenómenos de interferencia? Schrödinger no lo creía, y describió el experimento como un ejemplo de las ridículas consecuencias que se deducían, en su opinión, de tomar las predicciones de la teoría cuántica al pie de la letra.

La situación del desafortunado gato no es fundamentalmente diferente de la de la ranura móvil en el experimento de Young. Esta, como el animal, se halla suspendida entre dos realidades (oscila y no oscila) como resultado de su interacción con el fotón que pasa por las dos rendijas. El mérito de Schrödinger consistió en asociar la extrañeza cuántica y la noción de entrelazamiento no con la suerte de un banal oscilador que lleva una

pequeña ranura móvil, algo que no despierta en nadie ninguna emoción, sino con la suerte de un animal vivo, un gato, cuyo destino sin duda preocupará más al lector.

El experimento, además de su interés para la definición del entrelazamiento, plantea también la cuestión de la frontera entre el mundo clásico y el cuántico. Todos los experimentos mentales descritos en este capítulo suponen que los dispositivos utilizados son sensibles a los fenómenos cuánticos, al valor finito de la constante de Planck. Para que se produzca un retroceso con el mero roce de un fotón o un electrón, la ranura móvil del dispositivo de Young debe ser muy ligera, y lo mismo que debe ocurrir con la caja de fotones para que sufra un retroceso medible cuando escapa un solo fotón.

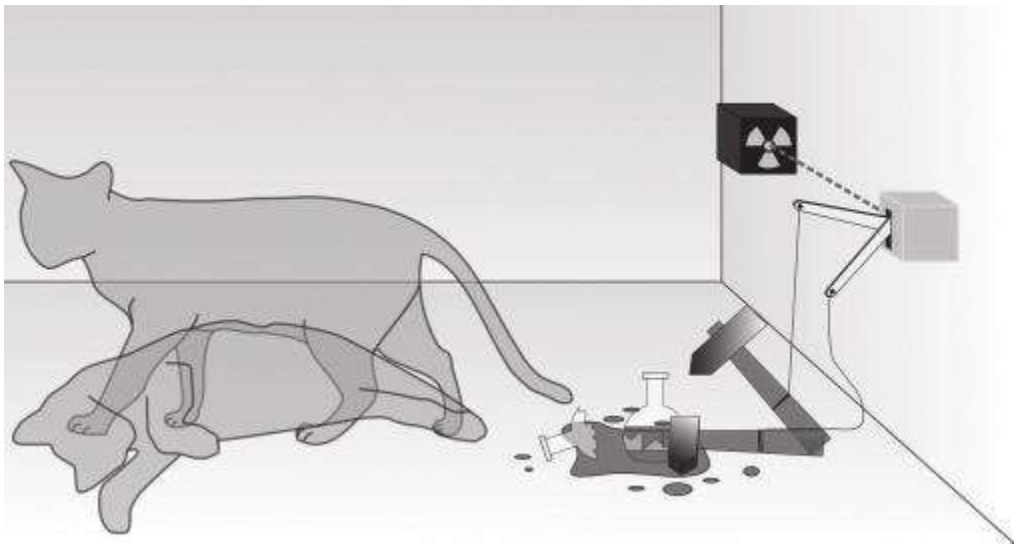


FIGURA 5.11. Ilustración del experimento mental del gato de Schrödinger (Wikimedia Commons).

A partir de cierto tamaño, los efectos cuánticos se difuminan y el entrelazamiento debe desaparecer de alguna manera, o al menos quedar oculto. Lo mismo ocurre en el dramático caso del gato. Este

desvanecimiento de los fenómenos cuánticos a medida que aumenta el tamaño de los sistemas en cuestión se conoce como *decoherencia*. Para entenderla, hay que analizar cómo interactúan los sistemas cuánticos con su entorno, algo que algunos experimentos recientes han permitido estudiar en detalle, como veremos más adelante.

Las extrañas leyes de la física cuántica, tal y como se descubrieron al analizar los experimentos mentales de las décadas de 1920 y 1930, fueron finalmente aceptadas por la gran mayoría de los físicos, que hicieron uso de ellas para estudiar las propiedades microscópicas de la materia, con el éxito que conocemos. Obedeciendo a la consigna de «¡Cállate y calcula!», a la que se oponían aquellos —como Einstein— a quienes desazonaban las rarezas del mundo cuántico, entre las décadas de 1930 y de 1980 los físicos dejaron de interesarse demasiado por cuestiones de interpretación de la teoría. Parte de la explicación es que solo podían observar directamente conjuntos con un número muy grande de partículas, ya fuesen átomos, moléculas o electrones. A estas escalas, fenómenos como los saltos cuánticos o los efectos de superposición de estados solo se manifiestan estadísticamente. A menudo bastaba con interpretar la función de onda como una magnitud matemática que daba información sobre las probabilidades de los resultados de las mediciones en grandes conjuntos de partículas, como se venía haciendo en la física estadística clásica desde el siglo XIX.

Plantearse la cuestión de si la noción de función de onda seguía siendo pertinente a nivel de las partículas individuales, tal y como se describía en los experimentos mentales, no era esencial para comprender la física de los átomos, las moléculas o los sólidos, ni los procesos de las reacciones químicas que implicaban cantidades macroscópicas de reactivos. Y, cuando un experimento permitía registrar la presencia de partículas individuales,

estas aparecían en forma de haces de trayectorias en cámaras de burbujas o de chispas, que podían recibir una descripción clásica obvia.

Las sutilezas, analizadas mediante los experimentos mentales, que resultaban de la interpretación que se pretendía dar a la función de onda de un sistema cuántico aislado quedaban fuera del alcance experimental. Esto es probablemente lo que quería decir Schrödinger cuando tachó de «consecuencias ridículas» los resultados que la física cuántica predecía para el caso de partículas individuales. Muchos físicos estaban convencidos de que tales experimentos jamás podrían realizarse y no había necesidad de seguir preguntándose qué significaban realmente. La situación cambió en los años ochenta, cuando los avances tecnológicos permitieron manipular objetos cuánticos aislados en el laboratorio. Entonces la «desnudez» de este mundo se reveló en experimentos que se discutirán en los siguientes capítulos, y en los cuales el láser desempeñó un papel esencial. Una vez más, la luz iluminó la física y permitió que avanzara en nuevas direcciones, al descubrir directamente el extraño mundo que los experimentos mentales habían permitido imaginar.

Antes de continuar con la historia de la luz que hemos recorrido en los últimos cuatro capítulos y abordar la descripción de estos experimentos, detengámonos un momento en los albores de la era moderna. Cabe señalar que el centro de esta historia se fue desplazando con el tiempo. Si bien los grandes descubrimientos del siglo XIX y principios del XX se realizaron principalmente en Europa, con el paso de los años Estados Unidos fue adquiriendo cada vez más importancia como epicentro del desarrollo del conocimiento. La irrupción de la potencia industrial y comercial estadounidense tras la guerra de Secesión fue acompañada de un auge de la ciencia, ejemplificado por la creación de la Academia Nacional de Ciencias,

en 1865, dos siglos después de la fundación de las academias de Londres y París.

La invención de la bombilla, por parte de Thomas Edison, y del teléfono, por parte de Alexander Graham Bell, así como los experimentos interferométricos de Michelson y los trabajos teóricos de Gibbs en termodinámica, demostraron que, a finales del siglo XIX, Estados Unidos era un actor clave en el avance de la ciencia y la tecnología. Más cerca de nosotros en el tiempo, los experimentos de Millikan sobre el efecto fotoeléctrico y los de Davisson y Germer sobre la difracción de los electrones fueron decisivos para el desarrollo de los conceptos de la física cuántica. A ellos hay que añadir los del estadounidense Arthur Compton en 1922 sobre la dispersión de rayos X y gamma por electrones, que acabaron de convencer a los físicos de la realidad de los fotones.

La preeminencia de Europa, y en particular de Alemania, en los años veinte era todavía muy fuerte. Seguía siendo una época en la que los estudiantes y jóvenes investigadores cruzaban el Atlántico de oeste a este para formarse en Europa. El padre de la resonancia magnética, el estadounidense Isidor Rabi, llegó a Hannover a principios de la década de 1920 para aprender la tecnología de los haces atómicos de Otto Stern. Unos años más tarde, un alumno de Rabi, Robert Oppenheimer, que se convertiría en el padre de la bomba atómica, hizo el mismo viaje a Alemania para trabajar con Max Born y Werner Heisenberg.

A principios de la década de 1930, el ascenso del nazismo y la persecución de los científicos judíos en Alemania cambiaron el enfoque de la ciencia al otro lado del Atlántico. La salida de Einstein de Berlín y su traslado a Princeton, en 1933, fue un paso simbólico. Le siguieron un gran número de científicos, como Otto Stern, Enrico Fermi y George Gamow, con quienes nos hemos topado en este capítulo. El final de la Segunda

Guerra Mundial volvió en cierto modo las tornas. Estados Unidos siguió ocupando un lugar preeminente a escala mundial, pero la cuna de la ciencia que fue Europa volvió a convertirse en un radiante centro de investigación, tanto en torno a la luz como en muchos otros campos. Francia, siguiendo la fuerte tradición que había desarrollado en la óptica desde Fresnel, desempeñó un papel importante en Europa.

Una competencia adicional apareció ahora en el Este con el desarrollo científico de los países del Extremo Oriente, con China a la cabeza. Desde sus inicios, en los siglos XVI y XVII, la ciencia moderna ha sido una actividad global y sin fronteras. Así lo demuestra su actual desarrollo en todo el mundo. Los recursos asignados a la investigación científica reflejaron desde el principio el poder económico y las ambiciones de los estados que la apoyaron. Es de esperar que en esta competencia cada vez más feroz, el Viejo Continente, donde nació la ciencia, tenga la voluntad y los medios para seguir desempeñando un papel importante en la gran aventura de la adquisición de conocimiento.

6

Láseres, fotones y átomos gigantes

Compartí en 2012 el Premio Nobel de Física con mi colega y amigo David Wineland por «el desarrollo de métodos experimentales innovadores que permiten medir y manipular sistemas cuánticos individuales». Los trabajos así reconocidos son realizaciones en el laboratorio de algunos de los experimentos mentales imaginados por los fundadores de la teoría cuántica en los años veinte y treinta del siglo XX, que he descrito en el capítulo precedente. Los primeros experimentos de nuestros dos grupos de investigación, uno en París y otro en Boulder, Colorado, se remontan a los años ochenta. Había transcurrido medio siglo desde las discusiones entre Einstein y Bohr en los congresos Solvay. El progreso de la tecnología y, en particular, el desarrollo de los láseres habían hecho posible lo que los grandes físicos de principios del siglo XX solo pudieron soñar: hacer juegos malabares con partículas cuánticas individuales para poner directamente en evidencia la extraña lógica del mundo a la escala microscópica.

En lo que me concierne, esta aventura había comenzado una veintena de años antes, en el curso de mis años de formación, que rememoré en el capítulo 1. Como toda investigación fundamental, lo que nos motivó, a mi grupo de investigación y a mí mismo, fue sobre todo la curiosidad y el deseo de comprender la naturaleza. Para ello dimos vueltas y más vueltas, a merced de resultados inesperados, de sorpresas y a veces de fracasos. Aunque la orientación general de las investigaciones estaba clara desde el

principio —utilizar la luz para profundizar en nuestro conocimiento del mundo atómico—, lo que acabamos logrando —manipular y medir fotones individuales sin destruirlos— solo fuimos vislumbrándolo progresivamente y durante mucho tiempo no dejó de ser incierto. El principio de esta larga aventura es lo que describo en este capítulo.

UN ÁTOMO REVESTIDO DE FOTONES

La aventura comenzó durante mi trabajo de tesis, supervisado por Claude Cohen-Tannoudji. Ya conté en el primer capítulo los experimentos que me iniciaron en la investigación. Usando la luz de una lámpara clásica, orienté los momentos angulares (llamados más sencillamente «espines») de núcleos de átomos de mercurio y estudié su danza cuando se los sometía a un campo de radiofrecuencia. Cada espín tiene dos estados, + y –, de energía E_+ y E_-, correspondientes a una orientación del momento magnético paralela o antiparalela a la dirección del campo magnético estático aplicado a los átomos, B_0. La diferencia de energía $E_+ - E_-$ es proporcional a la amplitud del campo B_0, y la frecuencia de la transición correspondiente $\nu_0 = (E_+ - E_-)/h$, llamada frecuencia de Larmor, es igual a 760 hercios para un campo de 1 gauss o 10^{-4} teslas (el campo magnético terrestre es del orden de 0,6 gauss).

Otro campo magnético, B_1, que gira en el plano perpendicular a B_0 a la frecuencia de Larmor ν_0, inducía que los espines, inicialmente orientados en el estado +, pasasen al estado – y después regresaran al estado + siguiendo una evolución sinusoidal llamada oscilación de Rabi. Este fenómeno periódico lleva el nombre del físico estadounidense que lo había observado por primera vez en los años treinta, cuando descubrió la resonancia

magnética. La frecuencia de Rabi, v_R, es proporcional a la amplitud del campo de radiofrecuencia B_1 y no debe confundirse con la frecuencia de Larmor v_0, que es, por su parte, proporcional a la amplitud del campo estático, B_0.

Aunque el espín de una partícula sea una propiedad cuántica que describe un observable que solo puede tomar valores discretos para cada átomo, y que lo mismo ocurre con el campo de radiofrecuencia de estos experimentos, constituido por fotones de longitudes de onda muy grandes (300 kilómetros para una frecuencia de 1 kilohercio), la física de la danza de los espines se podía describir clásicamente. Nosotros logramos observar miles de millones de espines evolucionando al unísono en nuestra cavidad de resonancia, y los campos de radiofrecuencia que inducían esta evolución transportaban trillones de fotones por segundo. Cualquier granularidad cuántica, tanto de la materia como del campo, era totalmente inobservable. Así, los experimentos de resonancia magnética realizados hasta la fecha desde los pioneros trabajos de Rabi se habían descrito mediante imágenes clásicas.

Sin embargo, Claude pensó que sería interesante tomarse en serio el aspecto granular de nuestros experimentos y me pidió que los describiera explicitando los estados cuánticos implicados, tanto de los átomos como del campo. Retomando la imagen elemental de Bohr para describir el intercambio de energía entre un átomo y el campo electromagnético, para empezar nos interesamos en lo que ocurre a un espín en el estado de energía superior + en presencia del vacío de fotones. Denotamos el estado global del átomo y del campo por el símbolo |+,0>, donde el primer término del paréntesis |> se refiere al estado del átomo y el segundo, al del campo (0 fotones). La notación usada aquí es la que Paul Dirac había introducido en los años veinte para definir en general un estado cuántico. La notación

resulta explícita: cuando el átomo pasa de + a – emitiendo un fotón de radiofrecuencia, el sistema evoluciona del estado |+,0> al estado |–,1>.

La oscilación elemental de Rabi corresponde en ese caso a una evolución reversible entre los dos estados |+,0> y |–,1>. Ninguno de los dos son estados de energía bien definida del sistema global átomo-campo. Si lo fueran, deberían en efecto permanecer indefinidamente en esos estados, de acuerdo con la relación de incertidumbre entre tiempo y energía. Los estados estacionarios de este problema, los llamados *estados propios de la energía*, son las combinaciones $|H_0^+> = |+,0> + |–,1>$ y $|H_0^–> = |+,0> – |–,1>$, superposiciones de los estados |+,0> y |–,1>, con amplitudes de probabilidad relativas opuestas. Los dos estados $|H_0^+>$ y $|H_0^–>$ tienen energías separadas por un intervalo ΔE_0 correspondiente a lo que se conoce como la frecuencia de Rabi del vacío, $\nu_{R,0} = \Delta E_0/h$.

Cuando se adopta este punto de vista, la oscilación de Rabi aparece como una interferencia cuántica. El estado inicial del sistema global, |+,0>, es en efecto la superposición de los dos estados propios de la energía $|H_0^+>$ y $|H_0^–>$. El sistema global átomo-campo se encuentra así, en el instante inicial, suspendido entre dos estados cuánticos de energías diferentes, al igual que en el experimento de las ranuras de Young la partícula se encuentra en una superposición de dos estados de posiciones clásicas diferentes en el momento en que atraviesa la pantalla con dos rendijas. Cuando se efectúa la medición del espín del átomo en un instante posterior *t*, se obtiene el resultado + o – con una probabilidad que resulta de la interferencia de las dos amplitudes correspondientes a las componentes $|H_0^+>$ y $|H_0^–>$ del estado inicial. Estas amplitudes, cuyas fases difieren en el instante *t* en la cantidad $2\pi\nu_{R,0}t$, conducen a una probabilidad de detectar el átomo en el estado + o – que oscila en el tiempo, igual que en las franjas de Young daban lugar a que la probabilidad de encontrar la partícula en

diferentes puntos de la pantalla de detección oscilara en el espacio. La interferencia espacial se convierte aquí en temporal, pero la física es similar a la del experimento de Young y su expresión matemática consiste en ecuaciones idénticas, reemplazando las variables de posición y momento en este por las variables de tiempo y energía en el experimento de Rabi.

Nos quedaba un problema por resolver. El cálculo cuántico de la oscilación entre los estados con 0 y 1 fotón depende de un parámetro esencial, la amplitud de las fluctuaciones del campo del vacío que determina la frecuencia de Rabi, $\nu_{R,0}$. Para nuestros campos de radiofrecuencia de frecuencia sumamente baja, la amplitud de estas fluctuaciones era tan pequeña que el intervalo de energía ΔE_0 y la frecuencia de Rabi correspondiente $\Delta E_0/h$ eran minúsculas, lo que daba lugar a tiempos de conmutación de los espines extremadamente largos, del todo inobservables a la escala de nuestros experimentos. ¿Qué es lo que ocurría para que nuestra frecuencia de Rabi resultara medible? De hecho, estábamos observando la evolución de los momentos magnéticos atómicos no en el campo del vacío, sino en un campo de radiofrecuencia que contenía un número gigantesco de fotones. Si se considera, para simplificar, un número n muy grande pero bien definido, todo el análisis precedente sigue siendo válido a condición de que se describa la evolución del sistema global entre los estados $|+, n\>$ y $|–, n+1\>$, correspondientes al espín en el estado + o – en presencia de n o $n+1$ fotones. Los estados propios de la energía del sistema global son ahora $|H_n^+>$ y $|H_n^->$, superposiciones de los dos estados $|+, n\>$ y $|–, n+1\>$. La diferencia de energía entre ambos $\Delta E_n = \Delta E_0 \sqrt{n+1}$, varía proporcionalmente a la raíz cuadrada del número de fotones más uno y conduce, para un número muy elevado de fotones, a una frecuencia de Rabi $\nu_{R,n} = \nu_{R,0} \sqrt{n+1}$ del orden del centenar de hercios en los experimentos que realizamos nosotros.

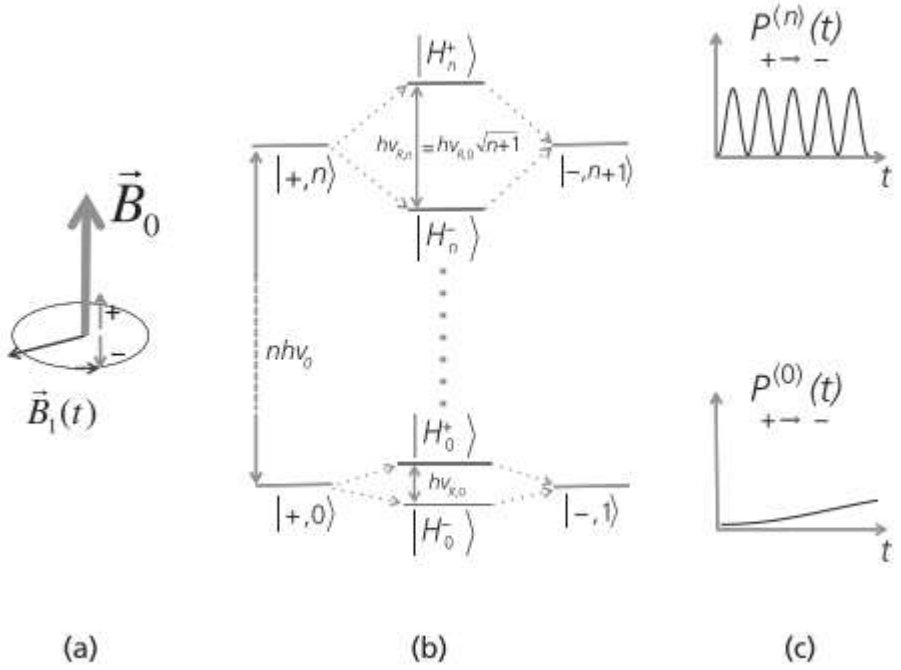


FIGURA 6.1. La oscilación de Rabi en la teoría del átomo revestido. (a) Configuración de los campos: los estados del espín + y – apuntan en las direcciones paralela y antiparalela a la del campo magnético estático, B_0. El campo magnético de radiofrecuencia polarizado circularmente, B_1, gira en un plano perpendicular a B_0 a la frecuencia de Larmor v_0. Induce una oscilación del espín entre los estados + y – a la frecuencia de Rabi, *vR*. (b) Niveles de energía del átomo revestido: el acoplamiento entre los estados |+,0> y |–,1> crea un doblete de estados «revestidos» $|H_0^+>$ y $|H_0^->$. La separación entre esos dos estados corresponde a la pequeñísima frecuencia de Rabi del vacío, $vR,_0$. La figura muestra también una parte del diagrama de los niveles del átomo revestido alrededor de la energía *nhv0*, correspondiente a un número de fotones *n* muy grande. El desdoblamiento de la energía entre los estados revestidos $|H_n^->$ corresponde a la frecuencia de Rabi $vR, n = vR,_0 \sqrt{n+1}$ (la representación no está a escala, dado que su factor de amplificación $\sqrt{n+1}$ es gigantesco). (c) La probabilidad *P*(t) de paso del espín del estado + al estado – en función del tiempo oscila entre 0 y 1 bajo el efecto de la interferencia cuántica asociada a la evolución del sistema en una superposición de los dos estados revestidos en cada uno de los dobletes. En el caso del vacío (*curva inferior*), esta oscilación es tan lenta que es prácticamente imperceptible. Su periodo es observable, del orden del centenar de hercios, para campos de radiofrecuencia que contengan números *n* muy grandes de fotones (los ejes del tiempo de las dos oscilaciones representadas aquí para $n = 0$ y para un valor grande de *n* no están a la misma escala).

El aumento de la frecuencia de Rabi con el número de fotones presentes en el campo refleja el fenómeno de emisión estimulada descubierto por Einstein en 1916 (véase el capítulo 4). Cuanto más grande es el campo que incide sobre un átomo, mayor es la probabilidad de que este vaya a emitir posteriormente un fotón suplementario en ese campo. La fórmula $\Delta E_n = \Delta E_0 \sqrt{—}n+1$ expresa en realidad el fenómeno de amplificación del campo, que es responsable, en un contexto diferente, del efecto láser.

Al describir el átomo y el campo con el que interactuaba como un sistema cuántico global, introdujimos lo que en resonancia magnética se conoce desde entonces como la teoría del «átomo revestido» (*dressed atom*, en inglés), que describe dicha partícula como revestida de una nube de fotones de radiofrecuencia que la envuelve. La idea de esta denominación se le ocurrió a Claude por analogía con la electrodinámica cuántica, que describe las propiedades del electrón y los átomos como resultante de un *revestimiento* de estas partículas por las fluctuaciones del vacío que las rodea (véase el capítulo 1). En el caso de nuestros espines, el revestimiento no era espontáneo, sino inducido por los campos a los que sometíamos a los átomos, pero la idea era análoga. Claude ya había mencionado esta semejanza en su tesis —defendida unos años antes—, cuando descubrió que un campo de luz que no resonara con los átomos y que contuviera un gran número de fotones podía modificar la posición de los niveles de energía atómicos de la misma manera en que las fluctuaciones del vacío lo hacían en el llamado *efecto Lamb* (*Lamb shift*). Los desplazamientos lumínicos o *light shifts*, como se los denomina en la literatura anglosajona, ya eran una manifestación del revestimiento de átomos por fotones.

Al desarrollar este modelo, yo no hacía más que adaptarlo a las radiofrecuencias y generalizarlo a situaciones variadas, dependiendo de las diversas orientaciones que se les podían dar al campo estático, B_0, y a la

polarización del campo magnético de radiofrecuencia B_1 que reviste al espín atómico. El método era muy general. Había que determinar para cada configuración de campos los niveles propios de energía del *átomo revestido* y describir los experimentos como interferencias entre amplitudes de probabilidad asociadas a los caminos que el sistema podía seguir al evolucionar en las superposiciones de estados entre esos niveles (precisamente en referencia al átomo revestido —*habillé*, en francés—, he utilizado más arriba la letra *H* y denotado como $|H_n^+>$ y $|H_n^->$ los niveles de energía del sistema global átomo-campo). La sintética imagen del diagrama de los niveles del átomo revestido reveló de inmediato nuevos efectos que la descripción clásica de la resonancia magnética no hacía tan evidentes. Guiado por este modelo, descubrí varios tipos de resonancias y efectos de revestimiento de los átomos por el campo que nunca antes habían sido observados.

Defendí mi tesis en junio de 1971. Anatole Abragam, el pionero francés de la resonancia magnética nuclear, formaba parte del jurado. Claude admiraba a este científico elegante y cáustico, profesor en el Collège de France, que le había enseñado la física cuántica y los principios del magnetismo nuclear en los cursos que había impartido, una quincena de años antes, en el Comisariado de Energía Atómica. Después de mi exposición, en la que presenté mis exploraciones del átomo revestido por fotones de radiofrecuencia, Abragam me preguntó, con la sonrisa irónica y el elegante lenguaje que lo caracterizaban, por qué diablos me había tomado la molestia de desarrollar todo el arsenal de la teoría cuántica para describir efectos perfectamente explicables por el tratamiento clásico del campo electromagnético, tratamiento que él mismo había expuesto a la perfección en su obra de referencia, *Principios del magnetismo nuclear*.

La pregunta era en gran medida retórica y más bien destinada al público

presente en la defensa de la tesis, porque Claude y yo ya le habíamos expuesto la causa del *átomo revestido* cuando le explicamos cómo nuestro enfoque sintético, que trataba de manera simétrica los átomos y el campo, nos había permitido arrojar nueva luz sobre la resonancia magnética y establecer fecundas vinculaciones con la teoría de la electrodinámica cuántica, y también cómo este punto de vista nos había guiado en la exploración de fenómenos inesperados. Contento de que Abragam me hubiera dado la ocasión de repetir esos argumentos ante toda la concurrencia, me explayé. Él prolongó entonces su cuestión preguntándome si podía imaginar efectos nuevos para los que una descripción cuántica del campo no sería tan solo un artificio útil, sino que resultaría necesaria. Dicho de otra manera, ¿había fenómenos intrínsecamente cuánticos, en los que la granularidad de los cuantos de radiación se manifestaría de una manera que una descripción clásica del campo no podría explicar?

Le respondí que para ello tendría que poder reducirse el número de fotones que revestían el átomo a unas pocas unidades, de manera que la diferencia entre n y $n+1$ fotones resultara significativa. La situación ideal correspondía al caso de una oscilación de Rabi entre 0 y 1 cuantos de radiación, lo cual, en aquel momento, era algo completamente teórico. Faltaban al menos veinte órdenes de magnitud a fin de lograr un acoplamiento entre el átomo y el campo tan fuerte para que esa oscilación pudiera producirse en un tiempo razonable, que no excediera la duración de un experimento realizable, aunque solo fuera durante los pocos años que se le podían dedicar a una tesis.

Reconstruyo aquí un diálogo de hace casi medio siglo, quizá influido retrospectivamente por lo que he aprendido desde entonces. No obstante, el desafío que me lanzó en aquel momento Abragam, consistente en explorar fenómenos que hacen necesaria la cuantización del campo

electromagnético, me ha estimulado y orientado en mis investigaciones desde aquel día. Por resumir lo que sucedió después de manera concisa, yo lo viví como una larga caza de los órdenes de magnitud, que llevó a reducir el periodo de oscilación de Rabi del vacío de unos cuantos miles de millones de años hasta unos pocos microsegundos. El instrumento que haría posible esta exploración era el láser, que no había utilizado en mi tesis, pero con el que tenía que familiarizarme. Así que, tras el servicio militar, decidí hacer una estancia posdoctoral en la Universidad de Stanford, en California, para trabajar en el grupo de Arthur Schawlow, uno de los inventores de esta nueva fuente de luz tan prometedora.

INICIACIÓN A LOS LÁSERES EN CALIFORNIA

El láser, en comparación con las fuentes clásicas de luz que son el sol o las lámparas de incandescencia o de descarga, iba a aportar varios avances decisivos para los físicos deseosos de explorar el mundo cuántico: la intensidad y la direccionalidad de su radiación, su monocromía y su coherencia temporal y, por último, su gran intensidad. Los numerosos experimentos de física fundamental del pasado medio siglo han aprovechado estas propiedades, por separado o combinándolas, para ganar hasta una decena de órdenes de magnitud o más en la precisión y la sensibilidad de las mediciones, en su resolución temporal o incluso en el ámbito de temperaturas de los fenómenos explorados. Tales saltos cuantitativos han hecho posibles descubrimientos de fenómenos cualitativamente nuevos y ha abierto perspectivas que entonces no podíamos ni imaginar.

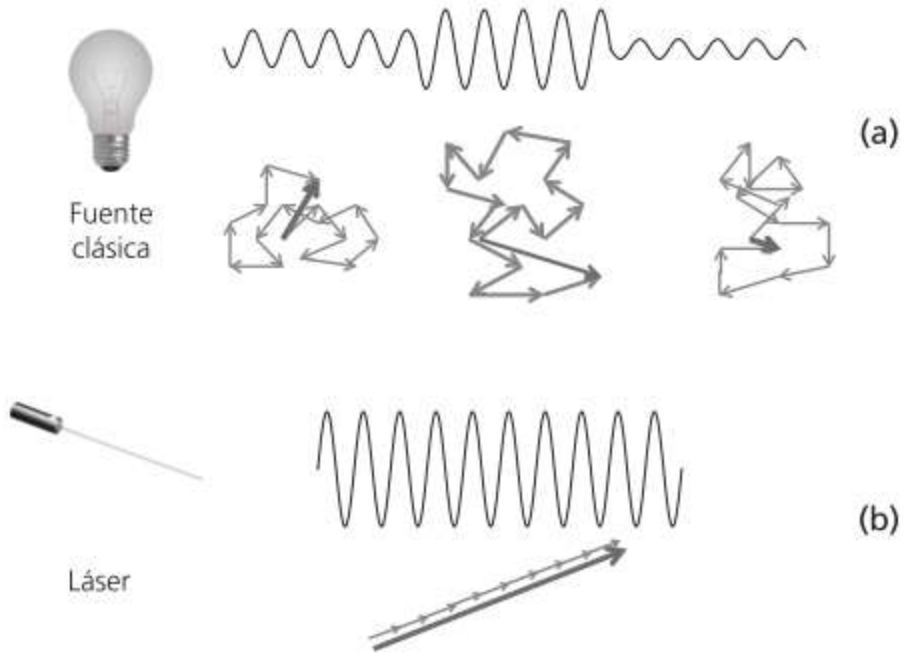


FIGURA 6.2. (a) Radiación de una fuente atómica clásica: el vector que representa el campo total en el plano de Fresnel es la suma de los pasos aleatorios que constituyen un trayecto al azar. Los átomos cambian de fase con rapidez e independientemente unos de otros (se representan tres configuraciones sucesivas del trayecto al azar), lo que produce saltos rápidos de la amplitud y la fase de la luz. (b) Radiación de un láser: los átomos emiten al unísono con la misma fase. El campo resulta en un trayecto determinado en el plano de Fresnel, produciendo un campo de gran amplitud y fase estable.

La monocromía y la coherencia de la radiación láser, el hecho de que su campo electromagnético oscila sin perturbación de amplitud o de fase durante un número enorme de periodos ópticos, se deben a que los átomos o las moléculas del medio amplificador de luz producen fotones al unísono, en el mismo modo del campo. Este fenómeno de emisión estimulada, descubierto por Einstein, se contrapone a la emisión espontánea de una fuente clásica, en la que los átomos irradian de manera independiente fotones que tienen frecuencias, direcciones de emisión y polarizaciones distribuidas aleatoriamente. Para retomar la representación introducida por Fresnel (véase el capítulo 3), los vectores asociados a las amplitudes de los

campos emitidos por los diferentes átomos de un láser están todos orientados en la misma dirección del plano de Fresnel y se suman por interferencia constructiva, mientras que en una fuente clásica están orientados en direcciones diversas y el campo global que resulta de la suma de vectores elementales constituye un trayecto aleatorio en dicho plano. Esto explica que la luz láser tenga una intensidad mayor que la clásica. En cuanto a la coherencia temporal, se debe al hecho de que los átomos del medio del láser guardan durante mucho un tiempo la misma fase de radiación, dando al vector de Fresnel del campo resultante una dirección estable, mientras que en una fuente clásica los trenes de ondas emitidos por los diferentes átomos cambian de fase al cabo de muy poco tiempo, una duración del orden de la vida media de los niveles atómicos excitados. Esto lleva a un cambio rápido de la distribución de los vectores asociados a los diferentes átomos del medio, así como a saltos aleatorios de amplitud y de fase del campo resultante.

Para que el fenómeno de emisión estimulada resulte dominante, es necesario que el número de átomos o de moléculas en un nivel excitado alcance un umbral crítico, de manera que la amplificación de la luz por los átomos excitados exceda la absorción por los átomos que permanecen en el estado fundamental. Por lo general, la excitación se produce por una descarga eléctrica o incluso por una fuente de luz clásica intensa que ilumine el medio amplificador. Para reducir el umbral de oscilación del láser, este medio suele situarse entre dos espejos reflectantes enfrentados, lo que permite que la luz lo atraviese un gran número de veces, alargando así el recorrido sobre el que es amplificada. Los espejos constituyen una cavidad óptica de longitud L, en la que el campo se construye por interferencia constructiva cuando L es igual a un número entero de semilongitudes de onda.

La tecnología de los láseres ha evolucionado de forma considerable a lo largo del tiempo, lo que ha llevado al desarrollo de fuentes diversas que tratan de optimizar tal o cual propiedad de la radiación para darles unas aplicaciones específicas. Se han creado y diversificado láseres en medios amplificadores gaseosos, líquidos o sólidos. Su tamaño y potencia cubren hoy una gama extremadamente amplia: desde láseres gigantescos —de varias decenas de metros de longitud— que producen intensas potencias lumínicas, equivalentes a las de varias centrales nucleares, durante un tiempo muy breve, hasta minúsculos diodos láser con una potencia de unos pocos milivatios instalados en los lectores de nuestros discos CD o DVD.

Cuando llegué a Stanford, en 1972, los láseres estaban aún en su infancia. Dos cualidades de estas fuentes de luz eran de gran interés en física atómica: su monocromía y su ajustabilidad, que permitía explorar la radiación de una frecuencia bien definida en un intervalo espectral amplio, de manera que la frecuencia de la luz coincidiera con las de las transiciones entre niveles de los átomos o moléculas que se pretendía estudiar. Los primeros láseres que ofrecían esta posibilidad acababan de ser desarrollados en el laboratorio de Arthur Schawlow por un joven investigador alemán, Theodor Hänsch, cuyo nombre habían americanizado como Ted. Se trataba de láseres que utilizaban como medio amplificador moléculas de colorantes orgánicos diluidos en una pequeña cubeta llena de alcohol e iluminada con luz ultravioleta producida por un láser de bombeo, en el que el nitrógeno gaseoso era excitado por breves descargas eléctricas.

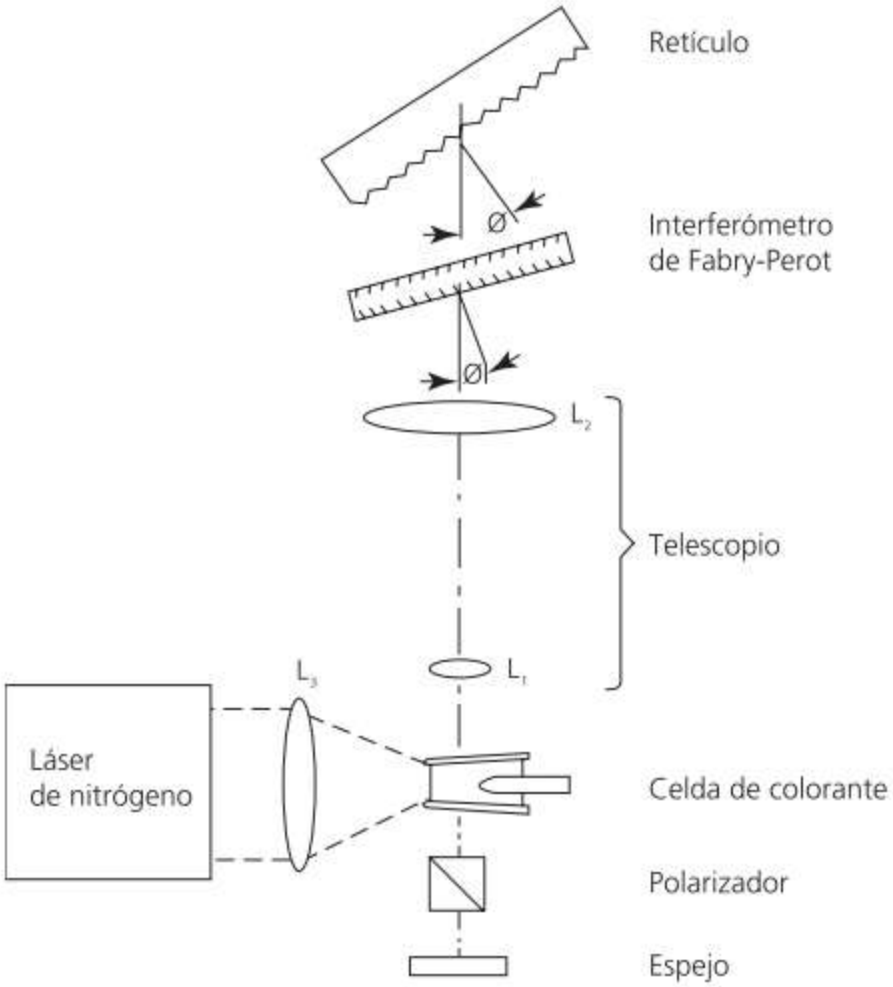


FIGURA 6.3. Esquema del primer láser de colorante de Ted Hänsch. Un láser de nitrógeno bombea la celda que contiene el colorante. La cavidad de este se halla cerrada por abajo por un espejo y por arriba por un retículo que selecciona la longitud de onda. Un telescopio situado entre la celda y el retículo amplía el haz que incide sobre el retículo, aumentando su resolución. Un filtro interferencial (interferómetro de Fabry-Perot) refina el espectro. Un polarizador opcional define la polarización del haz luminoso (de T. Hänsch, *Applied Optics*, 1972, n.º 11, p. 895).

Se había reemplazado uno de los espejos del láser de colorante por un retículo dispersivo constituido por finas estrías trazadas sobre un sustrato de vidrio. La longitud de onda del láser de colorante se regulaba aproximadamente, haciendo girar el retículo alrededor de un eje

perpendicular al de la cavidad del láser con ayuda de un husillo micrométrico, lo que cambiaba el color de la luz reenviada por el retículo hacia la celda amplificadora (la propiedad de dispersión de la luz por un retículo según su color, descubierta por Young, se mencionó en el capítulo 3).

Para afinar el espectro de la luz, se insertaba en la cavidad del láser una fina lámina de caras paralelas y reflectantes. Esta, llamada interferómetro de Fabry-Perot, filtraba por efecto de interferencia las longitudes de onda cuyo múltiplo semientero coincidía con su grosor. Como vimos en los capítulos 2 y 3, esta propiedad cromática de las láminas finas había sido descubierta por Newton y después explicada por Young y Fresnel. Cuando se hacía girar el retículo para realizar un ajuste aproximado de la frecuencia lumínica, había que sincronizar esta rotación con la de la lámina filtrante para cambiar la longitud del recorrido de la luz a través de la misma y desplazar de manera continua la frecuencia filtrada.

Se obtenía así un barrido continuo en un intervalo de longitudes de onda de varias decenas de ángstroms. Cambiando de colorante era posible cubrir todo el espectro visible o infrarrojo cercano. La frecuencia del láser se podía también duplicar enviando el haz de luz a través de un cristal que respondiera de manera no lineal a la radiación lumínica. Este fenómeno había sido descubierto poco tiempo después de la invención del láser, en los años sesenta. Su intensa luz a una frecuencia v inducía en los átomos del cristal dipolos oscilantes que presentaban una componente de Fourier de frecuencia $2v$ e irradiaban un campo armónico en la dirección en que incidía el haz láser.

La generación de este armónico cristal permitía extender el espectro de la radiación del láser al ultravioleta, y ampliar así la gama de posibles experimentos de espectroscopia. Para registrar un espectro se podía medir la

intensidad de la luz transmitida por la celda que contenía el gas estudiado y detectar la disminución de la señal debida a la absorción de luz por los átomos cuando la frecuencia del láser coincidía con una transición atómica. También se podía recoger la luz de fluorescencia de los átomos en una dirección normal al haz láser, que aumentaba de manera importante cada vez que esta entraba en resonancia con los átomos.

Ted manejaba con extraordinaria destreza los diversos elementos ópticos, espejos, retículos, filtros interferenciales, cristales duplicadores de frecuencia... Los ajustaba con precisión y modificaba su colocación para reducir en lo posible la amplitud espectral de la luz de sus láseres. Yo admiraba su habilidad experimental; su imaginación y su intuición para la física lo llevarían a hacer grandes descubrimientos a lo largo de los treinta años siguientes. Estos primeros láseres ajustables eran, con respecto a los instrumentos actuales, tan primitivos como los ingenios voladores de comienzos del siglo XX lo son comparados con los aviones modernos. Todos sus elementos se controlaban manualmente. El dispositivo era ruidoso, acompañado del penetrante tictac de los destellos del láser de nitrógeno de bombeo. Las averías eran frecuentes y no se podía dejar al instrumento registrar datos de forma automática sin la presencia de los estudiantes a cargo del experimento, que debían supervisar sin cesar que todo funcionaba bien, en una época en que los ordenadores aún no eran capaces de reemplazar al hombre para el control de las máquinas.

También me llamaron la atención las estrechas relaciones que se establecían en Stanford entre los investigadores y algunos ingenieros que trabajaban en compañías privadas dedicadas al desarrollo de los primeros láseres comerciales. Esta colaboración entre el mundo académico y la industria privada contenía todos los elementos que, una década más tarde, darían lugar al nacimiento de Silicon Valley. La complicidad y la

colaboración entre investigadores universitarios e ingenieros y técnicos privados condujeron rápidamente a la realización de láseres comerciales, más robustos y prácticos que los primeros instrumentos chapuceados en el laboratorio. Estos aparatos se perfeccionaron muy rápido. El láser de nitrógeno, que bombeaba en pulsos breves el colorante, se sustituyó por un láser de átomos de argón, que proporcionaba una excitación continua. Estas fuentes ininterrumpidas y ajustables producían una radiación mucho más monocroma que los láseres en pulsos de los primeros experimentos, lo que hacía que las mediciones fueran aún más precisas.

En este camino hacia la precisión, los investigadores de Stanford tenían una ventaja decisiva sobre los de París: eran los primeros en beneficiarse de los avances técnicos de la naciente industria de los láseres. Los prototipos iniciales les habían sido vendidos a precio reducido o simplemente prestados; los espectaculares experimentos que realizaban los investigadores con sus aparatos, publicados en las revistas de física más prestigiosas, servían de excelente publicidad a sus vendedores. Con esta colaboración entre los investigadores y los comerciantes todos salían ganando, como se dice familiarmente.

Recuerdo el entusiasmo y el dinamismo de esa época en el laboratorio de Arthur Schawlow. Este hombre afable, lleno de vida y de humor dirigía un equipo de jóvenes investigadores que trabajaban sin descanso bajo la presión de una intensa competencia internacional. Sin embargo, el ambiente era relajado y a menudo se animaba con bromas. De hecho, Schawlow se dio cuenta un día de que el colorante disuelto en la temblorosa gelatina que hacía las delicias de sus desayunos podía ser el medio amplificador de lo que llamó el primer láser comestible. Enseguida se llevó a cabo un experimento con él y se publicó un artículo sobre el tema en una revista científica seria. Esto era algo inconcebible en el austero laboratorio de

Kastler y Brossel, donde no faltaba humor, pero nunca se hubiera imaginado un experimento semejante, pues no teníamos los mismos gustos gastronómicos que los estadounidenses, y nuestra imaginación jamás nos hubiera conducido a inventar un láser comestible.

VICTORIA SOBRE EL EFECTO DOPPLER

Bromas aparte, los investigadores de Stanford consiguieron en esa época un gran número de primicias en espectroscopia atómica y molecular. Entre ellos, hablaré aquí de los que lograron una gran resolución eliminando el gran enemigo de la primera: el efecto Doppler. Para que una línea de resonancia atómica y molecular sea fina no basta con que la fuente que excita los átomos sea muy monocroma; es necesario también que los átomos o las moléculas no se muevan demasiado. Si avanzan hacia la onda lumínica, el campo visto en su sistema de referencia está desfasado hacia las altas frecuencias. Si se alejan del haz láser, ven, por el contrario, un campo cuya frecuencia está disminuida. Este efecto bien conocido fue descubierto en el siglo XIX por el físico alemán Christian Doppler y estudiado en profundidad por Hippolyte Fizeau, el hombre que midió la velocidad de la luz (véase el capítulo 3). Se aplica tanto a las ondas lumínicas como a las sonoras: todos hemos oído cómo una sirena pasa del agudo al grave cuando nos cruzamos con una ambulancia o un camión de bomberos en una carretera.

El efecto Doppler tiene también una interpretación corpuscular simple en términos de fotones. Para poder absorber un cuanto de luz, es necesario que el átomo experimente un proceso que conserve a la vez la energía y el momento totales de la materia y el campo. Si un átomo de masa *M* que se

desplaza en el sentido de la luz absorbe un fotón de momento $h\nu/c$, su momento p debe aumentar en esa cantidad y su velocidad, $V = p/M$, en $\Delta V = h\nu/Mc$. Su energía cinética, $E_c = (1/2)(MV^2)$, aumenta entonces en la cantidad $\Delta E_c = MV\Delta V = = h\nu(V/c)$. Así, el átomo, llevado del estado de energía interna E_1 a un estado excitado de energía E_2, ve cómo su energía total aumenta en la cantidad $E_2 - E_1 + \Delta E_c$. Esta debe ser igual a la del fotón absorbido: $h\nu$. Se obtiene, pues, la ecuación $E_2 - E_1 = h\nu - \Delta E_c = h\nu (1 - V/c)$, que, si V/$c$ es mucho menor que 1, también puede escribirse como $\nu = [(E_2 - E_1)/h] (1 + V/c)$. De este modo, un fotón que se propague en la dirección del movimiento de un átomo solo podrá ser absorbido si su frecuencia ν es superior a la frecuencia de Planck $(E_2 - E_1)/h$ en una fracción igual a V/c, razón entre la velocidad del átomo y la de la luz.

Eso equivale a decir que el átomo «ve» en su sistema de referencia que el campo oscila con una frecuencia menor que la que vería si estuviera inmóvil, y es necesario, por tanto, aumentarla en la cantidad $\nu(V/c)$ para que el campo sea resonante con la transición atómica. El desfase en la frecuencia de absorción cambia de signo y se vuelve negativo si el fotón se desplaza en sentido opuesto al movimiento del átomo. Y este es, pues, frenado cada vez que absorbe un fotón, un efecto que resultará esencial para la puesta en práctica del enfriamiento por láser de los átomos. Por simplicidad, aquí he explicado el caso en que el haz láser es paralelo o antiparalelo a la velocidad de la partícula, lo cual demuestra simplemente que el efecto Doppler solo depende de la proyección de la velocidad atómica a lo largo del haz láser. Por tanto, este efecto es nulo para átomos que se desplacen en un plano perpendicular a ese haz.

Para aquellos que se mueven con velocidades térmicas a la temperatura ambiente, ya hemos visto que V/c es del orden de 10^{-6}. El desfase Doppler para un campo de luz de 10^{15} hercios es, pues, del orden de 1 gigahercio

(10^9 hercios). Cuando se ilumina con un láser monocromo un gas atómico compuesto de partículas cuyas velocidades son aleatorias, la línea de absorción tiene, por tanto, una amplitud del orden del gigahercio y envuelve en una línea de resonancia única todas las estructuras finas o hiperfinas de los espectros atómicos debidas a las interacciones de los momentos magnéticos electrónicos y nucleares, que son típicamente del orden de unas decenas de megahercios o menos. Una solución para eliminar el efecto Doppler y observar estas estructuras era iluminar los átomos con un chorro atómico, en el que todos ellos se propaguen a lo largo de una dirección muy definida, con un láser orientado perpendicularmente a ese chorro. El método es eficaz, pero requiere un dispositivo bastante pesado con un horno para emitir átomos y un recinto vacío de todo gas residual.

Ted prefirió comenzar por utilizar otro método, operando sobre los átomos de un gas contenido en una pequeña celda de vidrio, pero arreglándoselas para que la señal de resonancia solo fuera sensible a los átomos cuya velocidad en el gas fuera perpendicular a la dirección del haz láser. Para ello, recurrió a un fenómeno llamado *absorción saturada*, que había descubierto durante su tesis en Alemania, unos años antes.

La celda de resonancia que contiene los átomos estudiados es iluminada ahora por dos haces que se propagan en sentidos opuestos, obtenidos separando el del láser en dos ondas que un dispositivo con espejos envía a lo largo de dos direcciones opuestas a la celda que contiene el gas que hay que estudiar. Cuando la frecuencia v del láser no coincide con v_0, la de la transición atómica para átomos inmóviles, la luz interacciona con dos clases de átomos en el gas: aquellos con una velocidad cuya proyección sobre el eje de los láseres es igual a $c\ (v - v_0)/v$ son excitados por el haz que va en un sentido, y los que tienen una velocidad cuya proyección toma el valor opuesto $-c\ (v - v_0)/v$, son excitados por el haz que se propaga en sentido

contrario. Si v no es igual a v_0, estas dos clases de átomos con velocidades opuestas interaccionan con la luz de forma independiente los unos de los otros, contribuyendo con la luz transmitida por uno de los haces a una resonancia de absorción que tiene la amplitud Doppler.

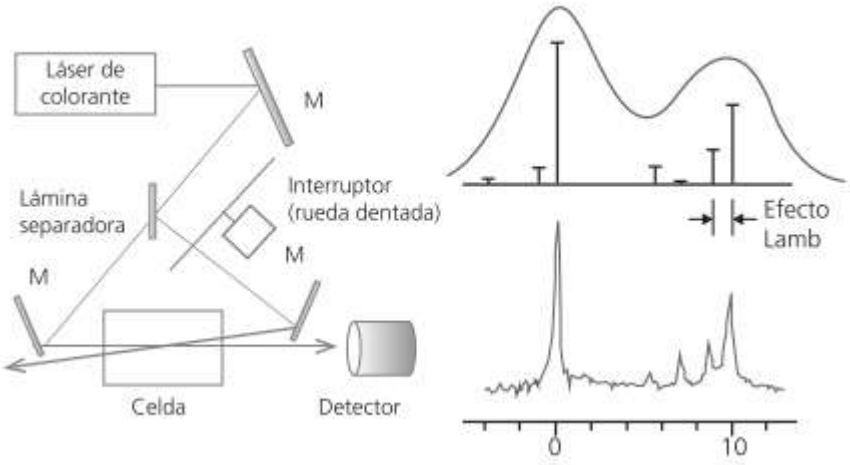


FIGURA 6.4. Espectroscopia por absorción saturada de la transición del hidrógeno entre los niveles de número cuántico principal $n = 2$ y $n = 3$. (a) Montaje experimental: el haz de un láser de colorante rojo (ajustable alrededor de los 656 nanómetros) es dividido en dos por una lámina separadora, de forma que ilumina una celda que contiene gas de hidrógeno, H_2, mediante dos ondas que se propagan en sentidos opuestos. Una descarga eléctrica disocia el hidrógeno en forma atómica H y excita los átomos en el nivel $n = 2$. La variación, que se da en función de la longitud de onda del láser, de la intensidad de la luz transmitida por el haz que se propaga de izquierda a derecha en la celda es medida por el fotodetector. Una rueda dentada interrumpe periódicamente el haz que se propaga en sentido contrario, de derecha a izquierda, de manera que modula la señal y aísla por sustracción la componente debida a la saturación de la absorción. (b) Espectro observado por Ted Hänsch sin haz propagándose en la dirección contraria (*arriba*) y con el haz (*abajo*) (*Natur*e, 1972, n.º 235, p. 63). Las barras verticales indican las frecuencias de las transiciones calculadas por la teoría de la electrodinámica cuántica. Dado que las estructuras finas e hiperfinas están completamente cubiertas por una anchura Doppler del orden de tres a cuatro gigahercios en ausencia del haz que se propaga en sentido contrario, la espectroscopia de absorción saturada revela sus estructuras con claridad. Por primera vez, el *Lamb shift* (la separación de los niveles $^2S_{1/2}$ y $^2P_{1/2}$ del hidrógeno, véase el capítulo 1), del orden de 1 gigahercio, es directamente observable en un espectro óptico.

Cuando, por el contrario, la luz del láser tiene exactamente la frecuencia v_0, las dos clases de velocidad coinciden en $V = 0$ y corresponden a los átomos que se propagan perpendicularmente al haz luminoso. Estos son entonces sometidos a una intensidad lumínica dos veces mayor que los que solo interaccionan con un haz. Si esta es grande, no pueden absorber el doble que los átomos cuya velocidad a lo largo del haz láser es no nula. El régimen de intensidad lumínica en el que los átomos ya no son capaces de responder de manera proporcional a la excitación del láser corresponde a lo que se conoce como *óptica no lineal*, un ámbito de la ciencia de la luz nacido con la invención del láser.

El efecto de saturación de la respuesta atómica produce una ligera depresión en el centro del perfil de la resonancia transmitida por uno de los haces. En inglés se domina *Lamb dip*, porque fue Willis Lamb, el hombre del *Lamb shift*, quien lo calculó por primera vez. Idealmente, la amplitud espectral de esta depresión es igual a la amplitud natural del nivel atómico excitado, que hemos visto que corresponde al inverso de la vida media de ese nivel. Y viene impuesta por la relación de incertidumbre de Heisenberg, que relaciona la energía y el tiempo. Es típicamente más pequeña que la amplitud Doppler en dos o tres órdenes de magnitud. Para hacer aparecer la señal de absorción saturada de manera clara, se puede sustraer de la intensidad lumínica medida en presencia del haz saturante la que la celda transmite cuando se bloquea este. Entonces aparece solo el *Lamb dip*, que revela los detalles del espectro que el efecto Doppler oculta en espectroscopia ordinaria.

Ted Hänsch no fue el único inventor de este elegante método para deshacerse del efecto Doppler. Christian Bordé, un joven investigador francés, lo había descubierto de forma independiente en el curso de su tesis, a finales de los años sesenta. Yo mismo me interesé por la absorción

saturada y escribí un artículo teórico describiéndola con Francis Hartmann, un investigador del CNRS que me había acogido brevemente en su laboratorio de Orsay en 1971, justo después de la defensa de mi tesis. Hice allí unas prácticas como «científico de cupo» en la época en que esta posibilidad permitía a los jóvenes investigadores evitar un año de servicio militar, sustituyéndolo por el trabajo en un laboratorio de investigación. Estaba familiarizado, por tanto, con la absorción saturada, al menos en el plano teórico, y me fascinó lo que Ted hizo con ella cuando tuvo la posibilidad de aplicarla a los átomos irradiándolos con sus láseres de colorante.

En particular, Hänsch realizó un magnífico experimento de absorción saturada del hidrógeno, el más simple de todos los átomos, cuyos niveles de energía habían calculado Bohr, Schrödinger y Dirac en los comienzos de la física cuántica. Con él resolvió por primera vez con nitidez en un espectro óptico las estructuras finas e hiperfinas previstas por Dirac y el famoso *Lamb shift*, que solo había sido detectado hasta entonces en experimentos de espectroscopia de radiofrecuencia entre niveles atómicos excitados (véase el capítulo 1).

En este primer experimento con el hidrógeno, Ted utilizó su láser de colorante en pulso bombeado por los destellos de un láser de nitrógeno. Su amplitud espectral, del orden del centenar de megahercios, estaba limitada por el inverso de la duración de los pulsos, del orden de algunas decenas de nanosegundos. Más tarde, Ted mejoró el método considerablemente utilizando láseres de colorante comerciales que generaban luz continua.

Unos años más tarde, reemplazó en sus experimentos la absorción saturada por otro método de óptica no lineal, la *absorción de dos fotones sin efecto Doppler*. El dispositivo experimental es el mismo que para la absorción saturada, con un haz láser que se repliega sobre sí mismo. Pero su

frecuencia se ajusta para que coincida con *la mitad* de la correspondiente a una transición entre un estado atómico fundamental y un estado excitado. El átomo puede entonces ser excitado absorbiendo simultáneamente *no uno, sino dos* fotones, en un proceso que conserva la energía. El efecto Doppler se elimina cuando los átomos absorben un fotón de cada uno de los haces que se propagan en sentidos contrarios, pues los efectos Doppler de los dos fotones tienen signos opuestos y se anulan entre sí. Ahora todos los átomos contribuyen a la señal de resonancia, no solo los que se propagan en un plano perpendicular a los haces luminosos.

Este método había sido imaginado a comienzos de los años setenta por Bernard Cagnac, un colega de Claude Cohen-Tannoudji en la Escuela Normal Superior, trabajando con su estudiante Gilbert Grynberg, uno de los condiscípulos de mis años de tesis. Un investigador ruso, Veniamin Chebotaev, también lo sugirió de manera independiente. Ted Hänsch y los alumnos de Bernard Cagnac en París iban a servirse de forma notable del método para refinar el estudio del espectro del átomo de hidrógeno. Ted ha continuado con estos experimentos hasta estos últimos años. Para dar una idea del progreso conseguido desde la época de la que hablo aquí, los grosores de las líneas obtenidas por Ted y su equipo son ahora del orden de apenas unos hercios, para frecuencias de transición del orden de 10^{16} hercios. No solo ya no hay efecto Doppler, sino que el grosor natural de la línea de resonancia es sumamente pequeño, porque corresponde a la excitación de un nivel cuya duración es muy grande (del orden de una décima de segundo).

LAS PULSACIONES CUÁNTICAS

Durante el año que pasé en Stanford no me contenté con aprender las técnicas de los láseres y con admirar las proezas experimentales de Ted. Arthur Schawlow había puesto a mi disposición un laboratorio con un láser de colorante y me había pedido que supervisara a uno de sus estudiantes, Jeffrey Paisner. Yo era libre por primera vez de decidir mi tema de investigación, con la responsabilidad de formar a mi vez a aquel joven doctorando. Decidí estudiar la dependencia temporal de la luz de fluorescencia emitida por átomos de cesio excitados por los cortos pulsos de mi láser de colorante.

Cuando los átomos son llevados en un instante dado a un estado excitado único de vida media τ, se espera que vuelvan al estado fundamental emitiendo una luz cuya intensidad decrece exponencialmente con una constante de tiempo igual a τ, la cual es del orden de un centenar de nanosegundos en el caso de los niveles excitados del cesio que me había propuesto analizar. Estos están, de hecho, agrupados en estructuras hiperfinas, con separaciones entre los niveles vecinos del orden de unas decenas de megahercios. Estas estructuras se deben a la interacción entre los momentos magnéticos de los electrones y el espín del núcleo del átomo. Un pulso de láser de duración T de unos nanosegundos tiene una amplitud espectral al menos igual a $1/T$ y excita todos los niveles de estructura hiperfina a la vez, en una ventana de energía $\hbar/T$. Al observar la luz de fluorescencia emitida tras esa excitación en una dirección y con una polarización dadas, se espera observar una disminución de la intensidad lumínica con modulaciones en las frecuencias correspondientes a la distancia entre los niveles hiperfinos excitados simultáneamente. Se trata de un efecto típico de interferencia cuántica. Con cada pulso de láser, los átomos siguen varios caminos a la vez, pasando por los diferentes niveles excitados antes de caer al mismo estado fundamental. Las amplitudes de

probabilidad asociadas a todos los caminos interfieren siempre que no se disponga de información sobre la trayectoria seguida por los átomos. Como en el experimento de las ranuras de Young, cada uno de ellos se encuentra en el momento de la excitación en una superposición de estados y no tiene sentido preguntarse si está en uno u otro.

Jeff y yo preparamos rápidamente el experimento y, tras unas semanas febriles, comenzamos a registrar las señales de fluorescencia en un osciloscopio que promediaba millares de trazas inducidas por los pulsos sucesivos del láser excitador, que se repetían al ritmo de diez excitaciones por segundo. Al principio de cada experimento, observamos una simple exponencial decreciente, un trazo grueso y ruidoso. Tras unos minutos, comenzamos a percibir en ese ruido una pequeña modulación que se iba precisando progresivamente hasta que, al cabo de una media hora, apareció la señal oscilante que esperábamos. Es difícil describir la alegría de esos primeros instantes donde se revela un secreto de la naturaleza. Habíamos calculado la señal que esperábamos, y los átomos presentes en la pequeña celda de vidrio respondían a los impulsos lumínicos que les enviábamos justo como habíamos predicho. La signatura modulada que nos revelaban los átomos era única, exactamente como la huella digital de un individuo. Se presentaba como una suma de curvas sinusoidales amortiguadas. Su transformada de Fourier, que un ordenador nos reveló enseguida, permitió encontrar todas las frecuencias asociadas a las transiciones entre los diferentes niveles hiperfinos excitados por la luz. Se trataba de un experimento de demostración que no nos enseñaba nada que no supiéramos ya sobre el espectro del cesio, porque esas estructuras habían sido medidas con anterioridad por otros métodos.

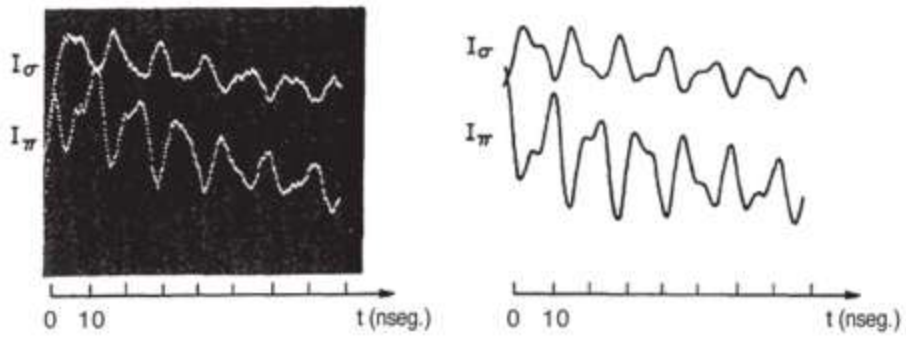


FIGURA 6.5. Pulsaciones cuánticas del átomo de cesio. A la izquierda, señales detectadas en la luz de fluorescencia emitida según dos polarizaciones ortogonales tras una breve excitación por láser que sitúa los átomos en una superposición coherente de tres subniveles hiperfinos. Cada señal es la suma de tres sinusoides amortiguadas. A la derecha, las señales calculadas teóricamente. El excelente ajuste entre experimento y teoría demostró que este método podía aplicarse a la determinación de estructuras finas o hiperfinas desconocidas (*Physical Review Letters*, 1973, n.º 30, p. 948*)*.

El llamado fenómeno de *pulsación cuántica* ya era conocido en otros contextos experimentales. Nosotros habíamos mostrado simplemente que esa *pulsación* podía inducirse con facilidad usando un láser de colorante en pulsos, lo que despejaba el camino hacia un nuevo método de espectroscopia óptica que más tarde se reveló de hecho útil para medir otras estructuras desconocidas hasta entonces. No sabría decir en concreto qué me había llevado a estudiar este fenómeno particular. Los motivos eran sin duda múltiples. En el curso de mi tesis, había tenido ocasión de discutir con Georges Series, un profesor de Oxford que se había interesado en las pulsaciones lumínicas inducidas por lámparas clásicas cuya luz se bloqueaba para producir pulsos de unos microsegundos, un poco a la manera de los experimentos del siglo XIX de Fizeau. La duración de los pulsos solo permitía observar modulaciones muy lentas de la fluorescencia atómica. Recordando esos experimentos, pensé que la luz del láser, mucho

más intensa y acotada en el tiempo, era ideal para retomarlos con esta nueva fuente y darles una utilidad práctica.

También me sedujo la idea de que ese método espectroscópico era complementario del que Ted Hänsch ponía en práctica en la sala del laboratorio vecino al mío. Él estudiaba la respuesta en frecuencia de átomos excitados por un láser cuya longitud de onda escaneaba, mientras que yo revelaba su respuesta temporal a un impacto lumínico. Que la luz de esos primeros láseres de colorante estuviera constituida de pulsos breves era un defecto para los experimentos de Ted, puesto que limitaba la finura de las líneas que era capaz de observar. Para mí, en cambio, era un activo, porque podía cubrir un intervalo espectral más ancho y excitar más niveles atómicos cuanto más breve fuera la duración de los pulsos lumínicos.

Aunque este método lleve el nombre de pulsación *cuántica*, podía interpretarse mediante imágenes clásicas, porque las señales observadas eran el promedio de las respuestas de los millares de átomos excitados en la celda. Sin embargo, cada uno de ellos obedecía a la extraña lógica de la física cuántica. La pulsación no podía ser más que la suma de fenómenos atómicos individuales. La luz proveniente de dos átomos distintos, que se movían con velocidades diferentes en la celda, no podía interferir, aunque solo fuera porque el efecto Doppler, que era diferente para ambas partículas, difuminaba la pulsación correspondiente. En resumen, toda tentativa de tratar de saber por qué nivel excitado había pasado un átomo hacía desaparecer la modulación. Se podía, por ejemplo, intentar colocar un filtro interferencial en el haz láser para afinar su espectro, de manera que no excitara más que un nivel hiperfino a la vez. Eso tenía como efecto alargar la duración de los pulsos lumínicos, y la pulsación desaparecía. Asimismo, se podía jugar con la polarización de la luz para cambiar la probabilidad de excitación de tal o cual nivel hiperfino. En ese caso, también resultaba

afectado el contraste de las modulaciones, de manera que siempre se respetase el principio de complementariedad.

Cuanto mayor era la información adquirida sobre la trayectoria que seguía cada átomo en el experimento, más débil era el contraste de las oscilaciones observadas. Así que era posible, examinando la física de este simplísimo sistema, reproducir todas las hipótesis del experimento mental de las ranuras de Young. Este estudio me dio confianza en mi capacidad de explorar la naturaleza de manera original. Era la primera vez que yo había concebido y llevado a cabo un proyecto de investigación personal. Había cumplido mi contrato implícito con Arthur Schawlow y Jeff Paisner, y entablé con Ted una larga amistad.

ANÉCDOTAS CALIFORNIANAS

Esa primera estancia en California reforzó también el intenso sentimiento que tenía de haberme unido a una comunidad privilegiada de investigadores que, con sus diferentes culturas e historias, estaban movidos por la misma curiosidad. Esa comunidad tenía sus raíces en el pasado de la física de la luz y del electromagnetismo, algo que percibía con una gran intensidad en Stanford. En animadas cenas organizadas en casa de Arthur Schawlow y su esposa, Aurelia, coincidí con Felix Bloch, el padre (junto con Edward Purcell) de la resonancia magnética nuclear. Era también el hombre que, a comienzos de los años treinta, había explicado la estructura de los metales mediante la física cuántica. De la misma generación que Dirac y Heisenberg, había esquiado con este último en los Alpes de Baviera a finales de los años veinte. Con suma gentileza, manifestó interés por el joven investigador que era yo entonces. Fue muy impresionante discutir con

uno de los grandes actores y testigos de la revolución científica del siglo XX, alguien que había conocido también las tragedias de la historia, emigrante como Einstein de Europa a Estados Unidos con la llegada de Hitler al poder. Claudine, al no ser científica, estaba menos impresionada que yo, pero la comodidad que sentía hablando con Bloch facilitó sin duda nuestro contacto.

Claudine hizo también amistad con Aurelia Schawlow, que era hermana de Charles Townes, inventor del máser. Este instrumento, el primero que hizo uso de la emisión estimulada, había sido en el ámbito de las microondas el precursor del láser (*maser* es el acrónimo en inglés de *microwave amplification by stimulated emision of radiation*). Recuerdo una anécdota sobre este tema que Schawlow contó en una de las cenas que organizaba. Durante el verano de 1952, él y Charles Townes compartieron una habitación en un hotel de Washington. Los dos amigos y futuros cuñados se alojaban allí para asistir a una conferencia de la Sociedad Estadounidense de Física. Los niños pequeños de Charles le daban unas noches un poco agitadas y había desarrollado la costumbre de levantarse temprano. Una mañana, al alba, dejó a Arthur dormido en la habitación, salió del hotel y se sentó a reflexionar en un banco de Franklin Square, un espacio verde y tranquilo cercano a la Casa Blanca. Allí fue donde le llegó de repente, como una revelación, la idea del máser, aprovechando el fenómeno de emisión estimulada de moléculas de amoniaco que atraviesan una cavidad de microondas. Ese fue el punto de partida de una gran aventura, científica y tecnológica, que iba a desembocar unos decenios más tarde en un mercado anual del láser con una cifra de negocio de varias decenas de miles de millones de dólares. Townes recibió por ello el Premio Nobel de Física en 1964, mientras que Schawlow debió esperar hasta 1981 para ser distinguido con él.

En 1973, contaba esta historia con su risa contagiosa, teorizando sobre las ventajas que proporciona la vida familiar para fomentar los grandes descubrimientos. Al no tener niños todavía en aquella época, él había podido dormir tranquilamente aquella noche y no había compartido con Charles ese momento de exaltación reveladora. Claudine y yo habíamos llegado a California con nuestros dos hijos, Julien y Judith, y yo podía comprender muy bien lo que había motivado a Charles Townes a buscar un poco de tranquilidad en la noche de verano.

Unos años más tarde, Townes y Schawlow escribieron juntos un artículo que anunciaba cómo se podría generalizar el efecto máser a las ondas lumínicas, en el que llamaron al futuro instrumento «máser óptico». Habían intentado construir el primer aparato de ese tipo, pero, en 1960, se les había adelantado Theodore Maiman, un ingeniero que trabajaba para la compañía privada Hughes Laboratories. En cuanto al acrónimo «láser» —que reemplazaba simplemente la M del «máser» por una L de *light*—, había sido creado por Gordon Gould, otro personaje pintoresco de esta historia. Doctorando en la Universidad de Columbia en los años cincuenta, en la época en que Townes era profesor allí, Gould había tenido la idea del máser, pero, en lugar de publicarla como Townes y Schawlow, la había mantenido en secreto registrándola en un proyecto de patente. Tras la invención del láser, emprendió una larga batalla judicial para hacer valer sus derechos de anterioridad sobre el láser y sus aplicaciones. Terminó por ganar en ciertos aspectos ante tribunales estadounidenses en los años ochenta y se hizo rico, mucho después de la época de la que hablo aquí.

Las relaciones de Townes y Schawlow con Gould habían sido difíciles, sin duda debido a sus diferentes enfoques en la investigación. Ellos habían seguido la vía académica, divulgando abiertamente sus ideas en una revista científica. Gould, presintiendo las inmensas posibilidades industriales del

láser, prefirió un camino secreto, el de la investigación privada en una empresa comercial que creó de forma específica para construir y explotar el nuevo instrumento. Abandonó por ello su tesis en Columbia, lo que contribuyó a alejarlo de Townes, y al final fue batido también en la carrera por la construcción del primer láser. Este fracaso le perjudicó más que a Townes y Schawlow, que también habían conseguido patentes sobre el dispositivo, pero al mismo tiempo habían publicado abiertamente sus trabajos. En lugar de someter sus ideas a los revisores de una revista científica, Gould los había expuesto en el texto oscuro y jurídico de una patente, destinado a juristas y abogados, incapaces de juzgar su verdadero alcance.

El asunto se complicó aún más por el hecho de que Gould había sido comunista en su primera juventud. Fichado como tal en la época del macartismo, le había sido prohibido por el FBI comunicarse con los investigadores e ingenieros que, en la empresa que él mismo había fundado, trabajaban de modo infructuoso en la construcción del primer láser. Esta historia es rocambolesca y fascinante; combina aspectos políticos, financieros y científicos. Contada por Arthur Schawlow, con su humor y su evidente y comprensible antipatía hacia Gould, me reveló aspectos insospechados de la ciencia, lejos de lo que yo había podido aprender en París, en contacto con los científicos idealistas que eran Kastler, Brossel y Claude. Estados Unidos era decididamente un mundo asombroso, como me lo demostraban también las audiencias ante el Senado por el asunto Watergate, que la televisión difundía sin cesar en aquella primavera de 1973.

En el verano de aquel año llegó el momento de pensar en volver a París. Pero antes iba a presentar mi trabajo sobre las pulsaciones cuánticas en la que fue la primera conferencia de espectroscopia láser, en Vail, Colorado. Coincidí allí, en el majestuoso marco de las Montañas Rocosas, con todos los actores de esta nueva física. Entre los asistentes estaban mis maestros Claude Cohen-Tannoudji y Jean Brossel, así como Christian Bordé, que había venido de la vecina ciudad de Boulder, donde hacía sus prácticas posdoctorales en el laboratorio de John Hall, uno de los grandes especialistas del láser. Con su equipo del JILA, el Joint Institute for Laboratory Astrophysics, que yo había visitado cuatro años antes en el curso de mi primer viaje a Estados Unidos (véase el capítulo 1), Hall acababa de hacer la última medición de la velocidad de la luz, dándole el valor c = 299.792.458 m/s, con una incertidumbre de tres milmillonésimas partes. Su método se basaba en un principio muy simple. Los investigadores del JILA habían medido a la vez la frecuencia ν y la longitud de onda λ de un láser fijado sobre una línea fina en el infrarrojo cercano de la molécula de metano, CH_4, utilizando para eliminar el efecto Doppler la técnica de la absorción saturada. Y de ello dedujeron que el valor de c era igual al producto $\nu\lambda$.

La medición de λ se había hecho por interferometría, contando el número de longitudes de onda de la transición molecular del CH_4 en un metro, que, a su vez, se definía entonces como un múltiplo de la longitud de onda de una línea roja del átomo de kriptón. Esto se reducía a una simple comparación por interferometría de dos longitudes de onda. La incertidumbre rondaba 10^{-9} y estaba limitada por la definición del metro, que dependía en aquel momento de la precisión del punto de resonancia del kriptón, a su vez condicionada por el efecto Doppler en la celda que contenía el gas.

Más delicada era la medición de *v*, la frecuencia de la transición molecular del CH_4, que es del orden de 10^{14} hercios. Ningún instrumento era capaz de contarla directamente. Partiendo de una baja frecuencia, en el ámbito de las microondas, que podía medirse con la sola ayuda de un reloj atómico, los experimentadores del JILA fueron sintetizando frecuencias cada vez más elevadas, múltiplos de la frecuencia inicial, amplificando las señales sucesivas mediante el sometimiento de láseres a los diferentes armónicos, hasta alcanzar una frecuencia bastante grande para poder ser comparada directamente, por pulsación, con la de un láser sometido a la transición del metano. Esta hazaña experimental, cuyos resultados se presentaron en Vail, se llevó a cabo en una inmensa nave que albergaba todos los elementos de esta cadena de frecuencias, que debían funcionar al mismo tiempo para salvar la distancia entre las microondas y la frecuencia óptica.

Aquella fue la medición definitiva de la velocidad de la luz, porque quedó claro desde ese momento que era vano intentar aumentar su precisión, dado que el patrón de longitud utilizado para el cálculo presentaba esta incertidumbre. Unos años más tarde, los metrólogos decidieron invertir el problema y fijar por convención la velocidad de la luz en el valor obtenido en el JILA, y definir el metro como la distancia recorrida por esta en 1/299.792.458 segundos. Vincularon así la unidad de longitud a la de tiempo, determinada con una precisión mucho mayor gracias a los relojes atómicos, definiéndose el segundo como un múltiplo exacto del periodo de una transición de microondas del átomo de cesio. Se había recorrido un largo camino desde la primera determinación de la velocidad de la luz por Rømer, en el siglo de Luis XIV (véase el capítulo 2). Hemos visto que el error era entonces del 30 al 40 por ciento, ya que en aquella época se usaba como patrón de longitud un diámetro de la órbita

terrestre que era erróneo. Tres siglos más tarde, se habían ganado nueve órdenes de magnitud en el conocimiento de este parámetro fundamental de la física. Y la historia no se detuvo ahí. En los cincuenta años siguientes, a la conferencia de Vail, la medición de frecuencias ópticas ha hecho progresos inmensos, dando como resultado la ganancia de otros nueve órdenes de magnitud en la determinación de estas cantidades, lo que abre nuevas y fascinantes perspectivas en instrumentación óptica y en metrología. La gigantesca nave de las cadenas de frecuencias del JILA ha sido abandonada. Se ha sustituido por lo que se llama un láser «peine de frecuencias», que tiene la ventaja de que cabe en una caja de menos de un metro de lado; una invención extraordinaria que se debe al trabajo conjunto de John Hall y Ted Hänsch, y por la que ambos recibieron conjuntamente el Premio Nobel en 2005.

LA *TERRA INCOGNITA* DE LOS ÁTOMOS GIGANTES

De vuelta en París en el otoño de 1973, me propuse iniciar un proyecto experimental original utilizando el tipo de láser de colorante con el que me había familiarizado en California. Los experimentos de pulsación cuántica me habían mostrado que esta fuente de luz permitía excitar átomos hasta niveles alejados del estado fundamental. Usando fotones de longitud de onda cada vez más corta, o bien realizando una excitación «en escalón» (en la que el átomo absorbe sucesivamente dos fotones, pasando por un estado de excitación intermedio), se esperaba poder alcanzar niveles próximos al límite de ionización del átomo. Este límite corresponde a una energía de enlace del electrón tendente a 0. Estos estados muy excitados no se podían preparar con fuentes de luz clásicas, porque la probabilidad de absorción de

un fotón por el átomo decrece muy rápidamente cuando se aproxima al límite de ionización. Por el contrario, los láseres, con su gran intensidad concentrada en un pequeño intervalo espectral, permitirían excitar esos átomos con eficacia, abriendo el camino a la exploración en el laboratorio de esa *terra incognita* de la física atómica.

Estos estados altamente excitados se denominan estados de Rydberg, por el físico sueco que, a finales del siglo XIX, estableció la fórmula de las longitudes de onda para las transiciones del hidrógeno desde estos niveles hasta el estado fundamental del átomo. Su fórmula empírica, deducida a partir de las observaciones espectroscópicas del hidrógeno cuando ninguna teoría las explicaba, guio posteriormente a Bohr en la elaboración del primer modelo cuántico del átomo. En un atajo semántico, se designa con el nombre de *átomos de Rydberg* a aquellos que se llevan a estos niveles. No se trata de nuevos elementos de la clasificación periódica, sino de átomos ordinarios que merecen ese calificativo durante los instantes en que su electrón orbita lejos del núcleo del átomo.

La existencia de estos estados era conocida en astrofísica desde los años sesenta. En el espacio intersideral se forman átomos de Rydberg de hidrógeno, helio o carbón cuando sus iones capturan electrones, y se revelan por las microondas que emiten al acercarse estos al núcleo del átomo, saltando en cascada de nivel en nivel a medida que pierde energía. Tras un largo viaje por el espacio, estas microondas son detectadas por los radiotelescopios. Estos átomos de Rydberg, que son muy frágiles porque su electrón, débilmente ligado al núcleo, es perturbado con facilidad por colisiones con otros átomos, pueden subsistir durante un tiempo relativamente largo en el vacío casi perfecto del espacio. Observarlos en el laboratorio iba a exigir, aparte de la utilización de láseres, precauciones particulares.

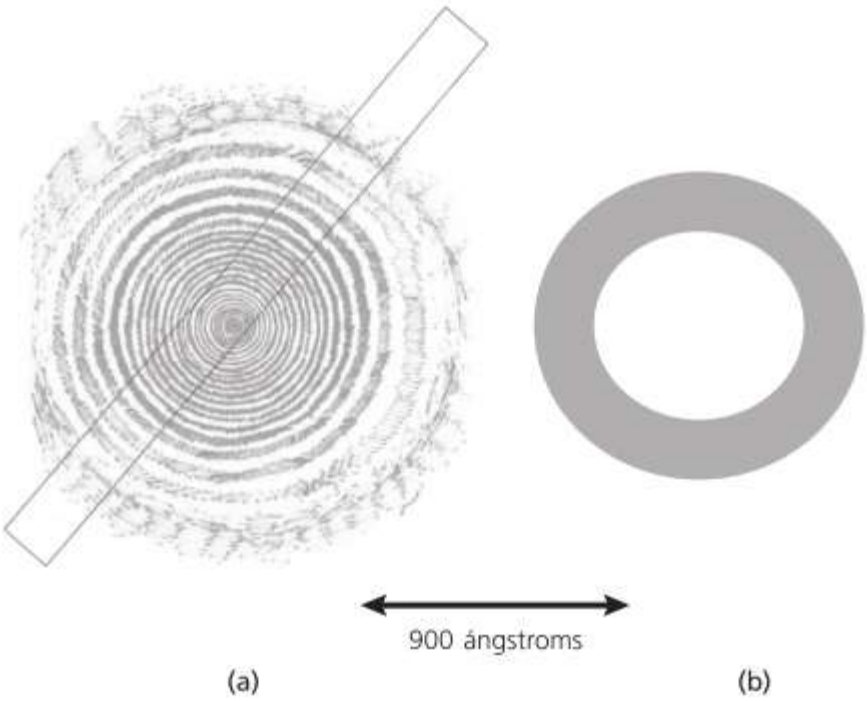


FIGURA 6.6. Distribución de la nube de electrones en un átomo de Rydberg. (a) Dibujo de un artículo que escribí en *La Recherche* en 1978. Representa la órbita electrónica del estado 30S del hidrógeno, de número cuántico principal $n = 30$ y momento angular orbital $l = 0$. La función de onda está formada por treinta ondulaciones concéntricas cada vez más espaciadas cuanto más alejadas del protón, que es un punto invisible en el centro. El rectángulo superpuesto al átomo muestra, a modo de comparación, las dimensiones del virus del mosaico del tabaco. (b) Órbita electrónica del mismo átomo en el nivel $n = 30$, de momento angular máximo ($l = n - 1$) y alineado a lo largo de un eje normal a la figura. El electrón de este átomo de Rydberg circular está localizado en un toroide. Tiene una probabilidad de presencia máxima sobre un círculo de radio igual a 900 radios de Bohr centrado sobre el protón (invisible a esta escala). He representado la superficie tórica sobre la que la probabilidad de presencia del electrón es la mitad de su valor máximo.

¿Por qué decidí interesarme en estos átomos? La idea de hacer física atómica a una escala inusual tuvo sin duda su importancia. Cuando se lleva un átomo a un estado de Rydberg, las dimensiones sobre las que se extiende la función de onda electrónica llegan a ser gigantescas en relación con las del estado fundamental. Desde los trabajos de Rydberg y Bohr, se identifica

la energía de esos estados por un número cuántico principal *n* (no confundir aquí con el número de fotones), tal que la energía de enlace del electrón con el núcleo decrece según la función $1/n^2$. Convencionalmente, se habla de estado de Rydberg cuando el entero *n* es del orden de 10 o más. Las dimensiones de la órbita electrónica aumentan según n^2, y en principio no hay límite alguno al valor de *n*. Un átomo de Rydberg con *n* = 50 tiene un «tamaño» dos mil quinientas veces más grande que un átomo en su estado fundamental, del orden de 0,25 micras, que es ya una dimensión que se aproxima a las de objetos biológicos como virus o bacterias. Con *n* = 1.000 obtenemos átomos cuyas dimensiones son del orden de una décima de milímetro, el grosor de un cabello. Si *n* alcanzara el valor 10.000, el átomo tendría el tamaño de un guisante o una cereza.

Darme perfecta cuenta de que la energía de enlace del electrón periférico en estos átomos artificialmente «hinchados», que variaba según $1/n^2$, era más pequeña cuanto más grandes fueran estos me devolvió a la realidad y evitó que soñara demasiado, ya que me confirmó que sería necesario tomar medidas especiales para protegerlos de las perturbaciones. Pero estaba claro que su propia fragilidad haría que fueran útiles como sondas ultrasensibles de su entorno. Podía imaginar una aventura parecida a la de Gulliver en el país de los gigantes, la exploración de un mundo de órdenes de magnitud inusuales que encerraría muchas sorpresas.

Hubo otra razón que me atrajo hacia los átomos de Rydberg: eran sistemas cuánticos muy simples. Una vez alejado el electrón periférico del núcleo, este se le presentaba como una carga casi puntual, prácticamente idéntica a un simple protón. El hecho de que el corazón del átomo sea en realidad un sistema complejo constituido por un núcleo de carga Z rodeado de Z – 1 electrones gravitando a alrededor de un ángstrom de distancia ya no tiene importancia para describir como primera aproximación la dinámica

del electrón que orbita a miles de ángstroms y que ve el centro del átomo simplemente como un punto. Así que los átomos de Rydberg de todos los elementos son, cuando *n* es lo bastante grande, similares al hidrógeno en un estado excitado. Toda la física se reduce con una buena aproximación a la de un electrón que evoluciona en el campo central del núcleo. Aún subsisten pequeños efectos ligados a la estructura del corazón atómico que diferencian los estados de Rydberg de los distintos elementos, pero esos efectos son pequeños, despreciables en una primera aproximación.

También me motivó la analogía con la astronomía, disciplina que, como vimos en el capítulo 1, fue mi primera pasión científica. El electrón de Rydberg gravitando alrededor del corazón atómico puede compararse con un planeta que gira en torno al Sol. Es cierto que se trata de un sistema cuántico para el que la noción de trayectoria no tiene realmente sentido, pero la imagen clásica en términos de órbitas de Bohr sigue siendo en cualquier caso útil para describirlo y para evaluar los órdenes de magnitud de los diferentes parámetros que lo definen.

En astronomía, los planetas obedecen las leyes empíricas de Kepler, demostradas por los cálculos de Newton y basadas simplemente en el hecho de que la fuerza de atracción gravitatoria varía según $1/r^2$, donde *r* es la distancia entre el Sol y los planetas. La misma dependencia de la distancia al núcleo atómico caracteriza la fuerza que experimenta el electrón en el átomo. Por tanto, las leyes de Kepler también deben aplicarse. La tercera de estas leyes dice que el cuadrado del periodo de un planeta alrededor del Sol dividido por el cubo del radio de su órbita es una constante, igual para todos los planetas. Traducida a la física atómica, esta ley nos dice que el cuadrado del periodo de revolución del electrón de Rydberg en una órbita de Bohr debe variar según n^6, puesto que el cubo del radio es proporcional a n^2. Se deduce de ello que el periodo del electrón de Rydberg varía según n^3. Este

periodo, evaluado partiendo del modelo de Bohr, es proporcional a la longitud de onda de los fotones que emite el átomo de Rydberg al saltar de una órbita de Bohr a la vecina, pasando de n a $n - 1$. Para $n = 50$, las longitudes de onda así calculadas son milimétricas, unos millares de veces más grandes que las micrométricas de los fotones ópticos que se emiten en las transiciones entre niveles profundos del átomo, y caen en la banda de microondas, que corresponden a frecuencias del orden de unas decenas de gigahercios. Así, un simple cálculo del orden de magnitud basado en esta analogía astronómica me hizo comprender que estos átomos serían sondas ultraprecisas y ultrasensibles de fotones de microondas.

Estaba ilusionado ante el reto de explorar estados atómicos que jamás habían sido observados antes en el laboratorio y por la esperanza de que los inusuales órdenes de magnitud de esos sistemas condujeran al descubrimiento de efectos nuevos. Puede que también me emocionara la idea de que esos sistemas eran conceptualmente simples y que los efectos que iban a poner de manifiesto en su interacción con las ondas electromagnéticas permitirían ilustrar de manera clara y directa las extrañas leyes de la física cuántica. Pero seguro que estoy reconstruyendo lo que solo se fue despejando progresivamente más adelante. Cuando volví a París tras el año californiano, apenas tenía una vaga idea de lo que iban a aportar los átomos de Rydberg.

Para lanzarme a esa aventura solo tuve que enviar desde Stanford una carta manuscrita de dos o tres páginas a Jean Brossel en la que expuse, más sucintamente de lo que acabo de hacerlo aquí, por qué me parecía interesante el estudio de los átomos de Rydberg. No prometí ningún resultado específico, solo que intentaría ver adónde me llevaba esa investigación. Necesitaba dinero para comprar el láser de nitrógeno que bombea el láser de colorante, además de los elementos de óptica y de

electrónica indispensables para la construcción de algunos láseres ajustables. A esto había que añadir toda la mecánica que me permitiría construir un chorro de átomos alcalinos, porque los átomos de Rydberg, de *n* elevado, solo podían sobrevivir en un chorro que se propagara en alto vacío, en una reproducción de las condiciones del espacio. Y también se me tenía que dar la responsabilidad de supervisar a uno o dos estudiantes. Brossel confió en mí y me concedió inmediatamente lo que pedía, sin consultar a nadie, tomando la consignación del dinero que el CNRS asignaba entonces a su laboratorio. Pude así lanzarme, con espíritu libre, a una aventura de varias décadas.

No puedo evitar comparar mi situación de entonces con la de los jóvenes que abordan hoy la investigación en Francia. Sin asignación, incluso si han tenido la suerte de obtener un puesto en el CNRS o en una universidad, que apenas disponen ya de presupuestos periódicos, deben presentar inmediatamente un proyecto de investigación para obtener financiación de una agencia francesa (la Agence Nationale de la Recherche) o europea (el European Research Council), lo cual les exige semanas de trabajo. Tienen que rellenar decenas de tablas con cifras, explicar en detalle lo que esperan encontrar, especificar las etapas de una investigación que por definición es imprevisible e imaginar para qué podrá ser útil su trabajo algún día.

Sometidos a comités de expertos, puestos a competir de inmediato con centenares de otros proyectos, solo tienen *a priori* una posibilidad sobre diez de éxito, por lo que, en promedio, se ven obligados a repetir varias veces este fastidioso ejercicio antes de poder empezar a trabajar de verdad. Y todo ello puede aplacar el entusiasmo incluso de los jóvenes más apasionados. A aquellos que tienen éxito con frecuencia se les obliga a renunciar a un proyecto ambicioso, arriesgado a la fuerza, para centrarse en una investigación más convencional o más directamente «útil». Si yo

hubiera tenido que franquear todos esos obstáculos, que conducen sin remedio a «sobrevender» y a prometer resultados que no se pueden prever de antemano, no creo que me hubiera lanzado a esta aventura. Quizá habría intentado hacer otra cosa, o me habría quedado en Estados Unidos.

Durante los cinco años siguientes a mi retorno a París, aprendí a preparar y a detectar los átomos de Rydberg de átomos alcalinos, sodio, cesio y rubidio, en los que un electrón externo gravita alrededor de un centro cuyas delimitadas capas electrónicas tienen la estructura compacta, químicamente inerte, de un gas raro. La excitación óptica por pulsos se efectuaba en dos niveles sucesivos, con ayuda de dos láseres ajustables de colores diferentes que llevaban a los átomos a un nivel intermedio antes de alcanzar el nivel final de Rydberg. Yo comenzaba por excitar pulsos cuánticos en niveles de número cuántico principal entre 10 y 20, átomos de tamaño moderado que sobrevivían bien en una celda de resonancia. La detección de las modulaciones de la fluorescencia que adquirían estos tras su excitación en pulso breve me permitió medir sus intervalos de estructura fina, debido a lo que se conoce como acoplamiento espín-órbita. Se trata de un efecto relativista, por el que el campo eléctrico del corazón atómico se transforma en el marco de referencia del electrón de Rydberg en un campo magnético orbital, acoplado al momento magnético de espín de ese electrón. Dependiendo de si dicho espín apunta en la dirección del campo magnético orbital o en la dirección opuesta, el átomo de Rydberg adquiere una pequeña energía magnética adicional, que puede ser positiva o negativa.

Esto da lugar, para cada estado de momento angular orbital, a la existencia de dos niveles de estructura fina de energías ligeramente diferentes. Su excitación simultánea por los pulsos de los láseres de colorante producía los pulsos cuánticos de fluorescencia que revelaban la estructura fina y permitían así medir el campo magnético visto por el

electrón de Rydberg. El efecto disminuía a medida que aumentaba el tamaño del átomo. Esto reflejaba a la vez la reducción del campo eléctrico visto por el electrón, cada vez más alejado del centro, y la disminución de su velocidad, pues se movía cada vez más lentamente en una órbita cada vez más grande, lo que hacía que los efectos relativistas fueran cada vez más pequeños. La fluorescencia de los átomos que volvían a un estado atómico poco excitado resultaba más débil y difícil de detectar cuanto más se ascendía en la escala de los niveles de Rydberg, mientras que la probabilidad de emisión de un fotón óptico por estos estados disminuía fuertemente con su grado de excitación. Resultaba difícil estudiar por este método átomos de número cuántico principal superior a 20, por lo que tuvimos que recurrir a otros procedimientos.

Preparamos entonces los estados de Rydberg iluminando un chorro de átomos alcalinos con ayuda de nuestros láseres de colorante. Los átomos se obtenían evaporando una pequeña muestra de sodio, rubidio o cesio contenida en un horno con un pequeño agujero que se colocaba en un recinto de donde se había extraído el aire. Los átomos escapaban de él en línea recta, formando un chorro ligeramente divergente que se propagaba en el vacío. Los láseres excitaban en pulsos breves los átomos, que volaban a continuación hacia un detector formado por dos placas metálicas paralelas entre las que se aplicaba una diferencia de potencial eléctrico. El campo eléctrico entre ellas ionizaba los átomos, arrancando los electrones de Rydberg cuando su amplitud excedía la del campo que los ligaba al centro atómico. Este campo disminuye con el grado de excitación del átomo, y esta dependencia nos permitía detectar de forma selectiva los niveles de Rydberg con diferentes energías de enlace, con una sensibilidad muy superior a la que proporcionaba la observación de su fluorescencia.

Los electrones que escapaban al centro atómico eran acelerados hacia un

multiplicador constituido por cátodos sucesivos operando en cascada. Cada electrón de Rydberg arrancaba varios electrones del primer cátodo, que a su vez arrancaban otros más del segundo, y así sucesivamente. Eso conducía a una amplificación importante de la corriente, que al final era registrada por un osciloscopio de memoria que almacenaba las señales inducidas por los pulsos sucesivos del láser, repetidos al ritmo de una decena por segundo. En nuestros primeros experimentos, detectamos un gran número de átomos excitados a la vez. Al ir disminuyendo progresivamente la intensidad de la luz del láser, fuimos observando las señales producidas por cantidades cada vez menores de átomos de Rydberg hasta terminar detectando señales correspondientes a la preparación de un solo átomo de Rydberg de media por cada pulso de láser.

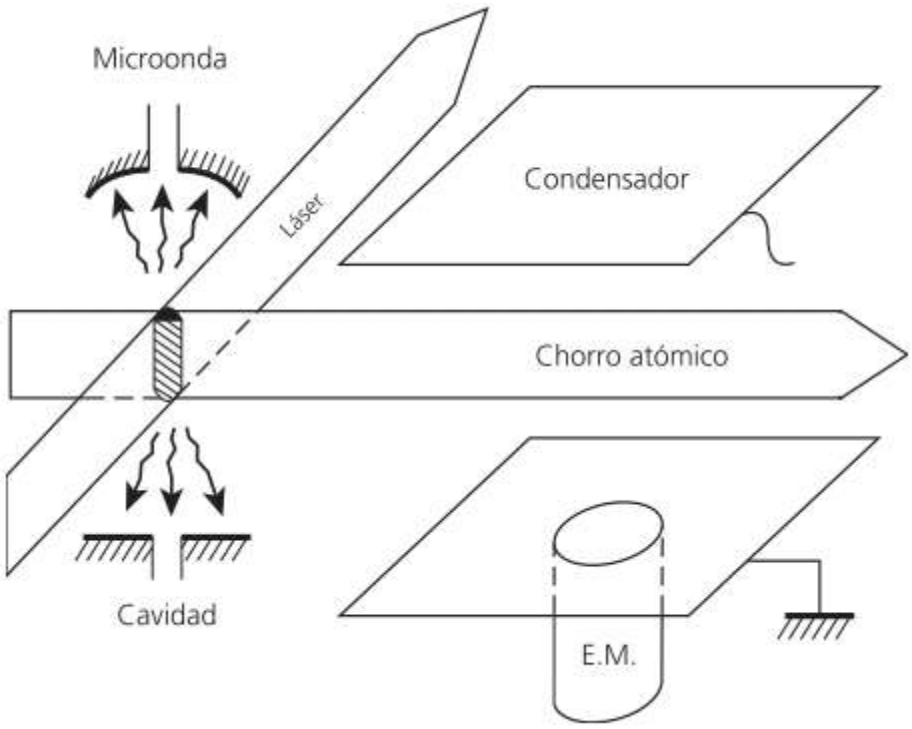


FIGURA 6.7. Esquema del primer montaje experimental para el estudio de los espectros de microondas

de átomos de Rydberg. Los láseres excitan un chorro atómico en una cavidad formada por espejos (*a la izquierda*). Después de haberla atravesado, los átomos pasan a un condensador donde son ionizados por un campo eléctrico. Los electrones expulsados son contados por el multiplicador de electrones (E. M.).

NACIMIENTO DE LA ELECTRODINÁMICA CUÁNTICA EN CAVIDAD

Emprendimos entonces experimentos sistemáticos de espectroscopia de microondas. Entre su excitación por el láser y su detección, nuestros átomos eran sometidos al campo producido por una fuente radiante en la banda de las ondas milimétricas, cuyas frecuencias eran del orden de unas decenas de gigahercios. El campo de microondas estaba concentrado en una pequeña cavidad compuesta por espejos de cobre en forma de semiesferas enfrentadas, y se propagaba de la fuente a la cavidad por una guía de onda que acababa en un pequeño agujero perforado en uno de los espejos. Los átomos, excitados con una velocidad térmica de unos centenares de metros por segundo, eran sometidos al campo alojado en la cavidad durante unos microsegundos, el tiempo que empleaban en atravesarla.

Se barría la frecuencia de la microonda a la vez que la distancia entre los espejos de la cavidad, de tal forma que el campo se creaba por interferencia constructiva (para ello era necesario que la distancia L entre los espejos fuera un múltiplo de la semilongitud de onda del campo). Y entonces observábamos las variaciones de la corriente de detección de los átomos de Rydberg cuando la frecuencia del campo coincidía con la de una transición del nivel excitado inicial a un nivel de Rydberg final. El experimento equivalía, adoptando una imagen clásica, a medir las frecuencias de precesión de los electrones de Rydberg en sus órbitas de Bohr. Vimos que estas eran próximas a las de un electrón del átomo de hidrógeno sobre las

órbitas correspondientes. Las pequeñas diferencias con las frecuencias del hidrógeno provienen del efecto perturbador del centro atómico, que es una carga puntual solo en una primera aproximación. Registrando sistemáticamente estos espectros para átomos alcalinos y estados de Rydberg de diferentes n y momento orbital l, abordamos un estudio profundo de las interacciones del electrón de Rydberg con el corazón atómico.

Las desviaciones en relación con el espectro del hidrógeno se expresan mediante un modelo simple. En lugar de variar según $1/n^2$ como en el hidrógeno, las energías de enlace de los electrones de Rydberg varían según $1/(n - \delta_l)^2$ donde δ_l, llamado *defecto cuántico*, es un número, pequeño frente a n, que depende de la probabilidad de que el electrón de Rydberg penetre en el casi puntual centro del átomo. En la imagen de Bohr, esta probabilidad varía con el achatamiento de la órbita, o con el momento angular l del electrón. Las órbitas de l pequeño (l = 0,1 o 2) son muy elípticas, así que el electrón en su perihelio se acerca mucho al centro, por lo que presentan un defecto cuántico δ_l relativamente grande (del orden de la unidad). Las órbitas de l más grande (l = 3, 4...) apenas penetran el centro atómico y sus defectos cuánticos son muy pequeños. Sin embargo, no se anulan del todo porque, incluso fuera del núcleo, el electrón de Rydberg sufre una débil influencia de su parte.

La analogía con la astronomía puede ayudarnos a comprender este efecto. Sabemos que la Luna, que gravita alrededor de la Tierra, induce el fenómeno de las mareas. La fuerza gravitatoria que ejerce sobre nuestro planeta desplaza las masas oceánicas, deformando periódicamente la forma del geoide. A su vez, esta deformación tiene un efecto sobre el campo de gravedad terrestre. El periodo de la Luna resulta así ser un poco diferente del que sería si la Tierra fuera un sólido perfectamente rígido e

indeformable. De la misma manera, el electrón de Rydberg modifica en cierto grado, mediante su campo eléctrico, la distribución de cargas electrónicas en el centro de los átomos alcalinos, y esto afecta a su movimiento. Lo que se traduce, según el modelo descrito más arriba, en la existencia de un pequeño defecto cuántico residual, decreciente con *n* y *l*.

Un día de 1979, estos experimentos nos dieron una sorpresa. Estudiábamos una transición entre un nivel de Rydberg de $n = 23$ y un nivel menos excitado, de $n = 22$, en el átomo de sodio, cuya frecuencia era del orden de 340 gigahercios. No habíamos activado el campo de microondas, y nos sorprendió mucho constatar que los átomos saltaban de un nivel a otro *sin necesidad de aplicar microondas*. Bastaba con que la distancia entre los espejos se ajustara convenientemente. La señal de transferencia de población entre los niveles superior e inferior pasaba por un máximo resonante cuando la distancia *L* entre los espejos satisfacía la condición de resonancia ¡*para un campo que no debería estar allí*! No tardamos mucho tiempo en comprender lo que ocurría: sin buscarlo, habíamos creado *un máser de átomos de Rydberg*. Justo como las moléculas de amoniaco en el máser de Charles Townes, nuestros átomos de Rydberg irradiaban por emisión estimulada un campo coherente en nuestra cavidad, que los hacía pasar colectivamente al estado inferior de la transición. Era un máser en pulsos, en el que la emisión se repetía al ritmo de repetición de nuestro láser excitador. Evaluamos su umbral disminuyendo progresivamente el número medio de átomos de Rydberg de cada pulso, para lo cual bastaba con atenuar la intensidad de los láseres excitadores.

Observamos con gran emoción que el umbral de ese máser era sumamente bajo. El efecto solo desaparecía cuando preparábamos menos de doscientos o trescientos átomos por pulso. En comparación, hacían falta miles de millones de moléculas en la cavidad de Townes para que su máser

oscilara. Este resultado fue toda una revelación. La extrema sensibilidad de los átomos de Rydberg a las microondas se manifestaba así para permitirnos observar un sistema que comenzaba a aproximarse a aquello que yo había soñado al final de mi tesis, ocho años antes. En nuestra cavidad, unos centenares de átomos interactuaban con otros tantos fotones de microondas.

No era aún la situación última de un solo átomo y un solo fotón, pero se le acercaba mucho. Hasta ese momento apenas habíamos prestado un poco de atención a la calidad de nuestra cavidad. Comprendimos que, si lográbamos aumentar su factor de calidad *Q*, podríamos alcanzar el régimen en que el máser necesitaría un solo átomo para funcionar (el factor *Q* es un número proporcional a la cantidad de reflexiones que puede sufrir un fotón entre los espejos antes de ser absorbido). Para ello, sustituimos la cavidad de cobre por dos espejos de niobio, un metal que se vuelve superconductor por debajo de 9 grados absolutos. En teoría, la infinita conductividad de esos espejos debía aumentar considerablemente su reflectividad y, por tanto, la *Q* de la cavidad.

Esta novedad tecnológica nos constreñía a pasar a un montaje experimental criogénico, en el que el corazón del experimento se enfriaba a la temperatura del helio líquido contenido en un depósito con el que los espejos estaban en contacto térmico. La criogenia tenía otra ventaja: al bajar la temperatura de los espejos, se reducía también la del campo térmico que irradiaban espontáneamente. A $T = 4K$, la ley de Planck nos dice que hay menos de un fotón térmico de frecuencia de 340 gigahercios en una cavidad. Esto permitía estudiar los efectos cuánticos de interacción entre los átomos y el campo sin que nos molestase el ruido térmico presente a temperatura ambiente.

Después de haber adaptado nuestro montaje a la criogenia, pudimos intentar el experimento en 1983. Constatamos entonces que, cuando la

cavidad se ajustaba de manera conveniente, un solo átomo se transfería rápidamente del nivel superior al inferior de la transición. Habíamos alcanzado el régimen en que un solo átomo interactuaba con un solo fotón, y generaba una señal detectable. Era emocionante, pero faltaban aún unos órdenes de magnitud para que nuestra alegría fuera completa. El fotón emitido en la cavidad desaparecía en las paredes de esta antes de poder interactuar con el átomo. Su vida media era de alrededor de 300 nanosegundos, lo que correspondía a un factor Q del orden de 7×10^5. Aún nos faltaban uno o dos órdenes de magnitud para que el fotón permaneciera en la cavidad el tiempo suficiente y nos permitiera observar la oscilación de Rabi en el campo del vacío.

Pero sabíamos lo que había que hacer: alargar aún más la vida media de los fotones en nuestra cavidad y también la de los átomos de Rydberg. Los que habíamos preparado hasta entonces, excitados por dos pulsos de láser, correspondían a órbitas muy elípticas de momento angular débil, en las que el electrón de Rydberg tenía una vida media relativamente corta, del orden de unos centenares de nanosegundos. Para lograr que sobrevivieran más tiempo había que preparar átomos de Rydberg con órbitas poco achatadas y gran momento angular, idealmente en el nivel de Rydberg circular de momento angular orbital máximo $l = n - 1$. Aumentar de este modo la vida media de los fotones y la de los átomos en paralelo iba a requerir la construcción de un nuevo montaje y la aplicación de nuevas técnicas que nos conducirían de manera progresiva a los experimentos que describo en el capítulo siguiente.

En los años ochenta, no éramos los únicos interesados en las propiedades de los átomos de Rydberg en cavidad. En Estados Unidos, Daniel Kleppner, un físico del MIT con el que trabé amistad desde que nos conocimos, en la conferencia de Vail de 1973, hizo en 1983 un hermoso experimento que

mostraba que la vida media de un átomo de Rydberg se alargaba cuando se lo confinaba en una cavidad que evitaba los modos en los que podía radiar un fotón de manera espontánea. Para llevarlo a cabo, Kleppner utilizó los átomos de Rydberg circulares que acabo de mencionar más arriba e inventó el método que permitía prepararlos. Ese experimento de inhibición de la emisión era lo opuesto al que nosotros acabábamos de hacer con nuestro máser de Rydberg, de un solo átomo. En nuestro caso, la cavidad aumentaba la probabilidad de emisión espontánea del átomo, mientras que en el experimento del MIT la inhibía.

Estos efectos de modificación de la vida media de los átomos en presencia de cavidades habían sido predichos en una breve nota escrita en 1946 por Edward Purcell, el hombre de la resonancia magnética nuclear. Se había interesado en las modificaciones de la emisión espontánea de un espín cuando era acoplado a las bobinas resonantes de los circuitos que utilizaba para inducir la resonancia magnética en sólidos o líquidos. El contexto era diferente del de nuestros experimentos de átomos en una cavidad, pero el efecto era análogo. El «revestimiento» de un sistema cuántico por un entorno de paredes o de hilos metálicos modifica los modos del vacío de radiación en el que está inmerso el átomo y altera así las propiedades de radiación espontánea de esos sistemas. Daniel Kleppner inventó un nombre para esta nueva física: la llamó *electrodinámica cuántica en cavidad* (*cavity quantum electrodynamics* o más simplemente *cavity QED*, en inglés).

Otros investigadores se lanzaron entonces a explorarla. Herbert Walther llevó a cabo en Alemania hermosos experimentos con máseres de átomos de Rydberg en los que los átomos alimentaban uno a uno el campo de una cavidad superconductora emitiendo fotones sucesivamente. Varios grupos, en Estados Unidos y en Europa, generalizaron los conceptos de la electrodinámica cuántica en cavidad al dominio óptico, desarrollando

microcavidades que confinaban fotones de luz visible en volúmenes pequeñísimos y los acoplaban a átomos que atravesaban la cavidad en su estado fundamental.

INVESTIGACIÓN Y DOCENCIA A AMBOS LADOS DEL ATLÁNTICO

Recuerdo con placer y nostalgia este periodo de intensa actividad, de sorpresas y de descubrimientos en el laboratorio de Kastler y Brossel. Con tres doctorandos y Philippe Goy, un colega procedente de la física de sólidos para ayudarme a dominar las técnicas de las microondas y la criogenia, formamos un pequeño grupo que compartía no solo la pasión por la física de los átomos y los fotones que se manifestaba ante nuestros ojos, sino también muchas otras cosas, desde la música y la pintura hasta la política. Nunca faltaba el humor, que nos permitía superar las dificultades cotidianas. Mis primeros estudiantes, Michel Gross y Claude Fabre, me ayudaron a montar el laboratorio. Las investigaciones que acabo de esbozar fueron objeto de sus tesis y posteriormente continuaron sus carreras en el CNRS y la universidad. El siguiente doctorando fue uno de mis grandes descubrimientos. Un joven egresado de la Normal, Jean-Michel Raimond, se incorporó a mi grupo en 1978 y ya no lo abandonó. Al principio estuvo bajo mi tutela, antes de convertirse en mi colega en la universidad. Su profundo sentido de la física, sus vastos conocimientos en informática, su gran cultura en ciencia y en humanidades, y su demoledor sentido del humor han contribuido al particular estilo de nuestro grupo, hecho de amistosa complicidad y animado por la certeza de que participábamos en la gran aventura de exploración del mundo cuántico que el láser había hecho posible.

Vivimos intensamente nuestras incursiones, durante las largas noches que pasamos en el laboratorio para llevar a cabo experimentos que requerían una larga acumulación de datos. La vida de un investigador no está marcada por horarios burocráticos fijos. Muy a menudo, los átomos y los fotones requieren largas horas de preparación y de ajustes experimentales antes de estar dispuestos a ofrecernos sus secretos. Cuando llega el momento de recoger los datos, con frecuencia la noche ya ha caído. En la particular atmósfera que reina entonces en el laboratorio, más silenciosa y tranquila, es muchas veces donde se revela la verdad de un experimento. Entonces hay que redoblar la atención para luchar contra la fatiga y mantener los sentidos alerta. Trabajar juntos en una atmósfera amistosa es algo absolutamente esencial.

La redacción de un artículo o de una carta para presentar los resultados de nuestros trabajos era otro momento crucial. Había que encontrar el enfoque adecuado, que encuadrase el trabajo en la corriente de investigación a la que pertenecía, al tiempo que destacara su originalidad y sus prometedoras aplicaciones. Un artículo aceptado en la *Physical Review Letters* de la Sociedad Estadounidense de Física, la revista semanal de referencia en esta rama de la ciencia, era la consagración de un trabajo de calidad. Había que cuidar particularmente su título y su introducción, así como la lista de referencias, con frecuencia las únicas partes que se leerían. Con unas cuantas palabras clave, había que atraer la atención de los colegas que trabajaban en el mismo campo en cualquier parte del mundo. La concisión del texto, que no podía superar las cuatro páginas, no debía sacrificar su precisión, permitiendo en principio a cualquiera reproducir el experimento o rehacer los cálculos. Era todo un arte al que nos entregábamos redactando algunas partes juntos, criticándonos y alentándonos con buen humor, hasta estar por fin satisfechos del resultado.

Pero el trabajo de investigación no era todo. Investigador al principio en el CNRS, me nombraron, a los treinta años, en 1975, profesor en la Universidad Pierre y Marie Curie. Pude simultanear las clases que daba en primer y segundo ciclo de licenciatura con las que impartía a los estudiantes de la Normal, a los que se les sumaban otros tantos en el marco de la enseñanza de tercer ciclo dirigida por Jean Brossel, de quien yo había sido alumno una década antes. Me alegré de dejar el CNRS e incorporarme a la universidad, porque siempre me ha gustado enseñar. Cuando trataba de explicar de la mejor manera los conceptos sutiles de la física moderna yo mismo aprendía mucho. El esfuerzo pedagógico de la enseñanza me ha ayudado a menudo a comprender más en profundidad y, a veces, me ha dado ideas de posibles experimentos que nunca habría tenido si solo hubiera sido investigador. La docencia, si su carga no es demasiado pesada, ayuda también al investigador a renovar sus ideas y a evadirse de las dificultades inherentes a su estudio para poder posteriormente abordarlas con un espíritu nuevo y reposado.

A comienzos de los años ochenta tuve que afrontar una elección difícil. ¿Debía permanecer en Francia, en el laboratorio que me había formado y concedido toda la libertad que podía desear para dedicarme a lo que amaba, o debía ceder a la llamada de Estados Unidos, donde me ofrecían puestos de profesor en universidades prestigiosas? Mis investigaciones sobre los átomos de Rydberg habían sido reconocidas. Comenzaba a ser invitado a dar seminarios o conferencias en congresos internacionales en el mundo entero. Tenía el perfil de los jóvenes investigadores prometedores que Harvard, el MIT o Stanford se disputan con la esperanza de seguir elevando la calidad de sus laboratorios de investigación.

Esas ofertas eran tentadoras. Me había encantado la atmósfera competitiva pero relajada de mi año posdoctoral en California y me gustaba

la idea de volver a sumergirme en ella, ahora como responsable de un equipo propio. Me seducía también la gran movilidad de los investigadores estadounidenses, a quienes la intensa competencia entre las universidades nacionales impulsaba a ir de un sitio a otro y a conocer experiencias de investigación variadas y constantemente renovadas. Sentía que eso debía de enriquecerlos y ampliar su visión de los experimentos, mientras que el hecho de permanecer siempre en la Escuela Normal Superior podía llevar a cierto confinamiento del pensamiento, a limitar las posibilidades de la investigación. Al mismo tiempo, sentía que sería difícil encontrar al otro lado del Atlántico el espíritu que reinaba en mi grupo de París. Este tipo de trabajo en Estados Unidos era ya entonces una empresa que exigía ciertamente las cualidades de investigador, pero también las de un emprendedor hábil en conseguir fondos y en defender sus intereses frente a los de sus colegas y a la administración de su institución. Esa organización era muy diferente de aquella a la que yo estaba acostumbrado, al trabajar bajo el ala protectora del brillante director de laboratorio que era Jean Brossel.

Para no tener que elegir de manera definitiva entre Francia y Estados Unidos, propuse a la Universidad de Yale que me concediera un puesto a tiempo parcial que me permitiera enseñar y hacer investigación durante un semestre cada año. Al volver a París el semestre siguiente, podría continuar dando clase allí y, sobre todo, no cortar con el grupo que tanto me había aportado, con el que quería perseguir mi sueño de manipulación de partículas cuánticas aisladas. No lamento esos semestres que pasé en Yale entre 1983 y 1992, que me hicieron vivir la vida de un profesor estadounidense en el particular ambiente de una universidad de la Ivy League de la Costa Este. Las relaciones entre profesores de diferentes disciplinas, en ciencias y humanidades, eran allí más estrechas que en

Francia. Las ceremonias de entrega de diplomas que los estadounidenses llaman curiosamente «Commencement Day», esas ocasiones a fin de año en las que docentes y estudiantes deben presentarse vestidos con ropajes académicos; las reuniones semanales de los departamentos, donde se discuten los reclutamientos de los profesores futuros; las recepciones en el club de la universidad, en que el presidente y los decanos acogen a sus colegas que están allí de paso con un aire a la vez formal y relajado; todos esos acontecimientos en los que participé me permitieron vivir tradiciones que habían más o menos desaparecido en el mundo universitario francés.

Hablando más en serio, me gustó dar clase en Yale, pues sus estudiantes eran muy diferentes de los de la Normal. Llegados del mundo entero y seleccionados según criterios muy variados, formaban un conjunto menos homogéneo que en la ENS. Con un conocimiento menor, en general, de matemáticas, no dominaban tanto las bases de la física como mis estudiantes en París, pero el sistema educativo estadounidense los empujaba más a expresarse, a plantear preguntas, sin avergonzarse de mostrar su ignorancia. Paradójicamente, sus limitaciones los volvían más audaces, y las clases eran más animadas por ello. Llevaba a cabo también una investigación interesante en Yale tras haber creado un pequeño grupo de experimentación con dos colegas, Edward Hinds y Dieter Meschede, que procedían de Europa, como yo. No voy a describir aquí esos trabajos, que no guardan relación directa con los que iban a ser reconocidos más tarde con el Nobel.

A pesar de lo interesante de los dos puestos a ambos lados del Atlántico, al cabo de unos años resultó evidente que no podía permanecer más tiempo en una «superposición coherente» entre dos situaciones tan alejadas. Iba siendo cada vez más difícil también para la vida familiar. Claudine, investigadora ella misma en ciencias sociales en el CNRS, podía seguirme

fácilmente a Yale y continuar allí su trabajo en la magnífica biblioteca de la universidad, pero Julien y Judith, adolescentes entonces, necesitaban estabilidad y no podían ir de un lugar al otro al ritmo de mis desplazamientos. Pasaban el año escolar en París, lo que planteaba problemas logísticos a la familia. Finalmente, en 1992 decidí volver a París a tiempo completo. Nuestro trabajo sobre los átomos y los fotones estaban tomando un rumbo prometedor. Durante una de mis estancias en Yale, Jean-Michel Raimond había reclutado a un joven estudiante excepcional, Michel Brune, que iba a permanecer con nosotros y a completar nuestro equipo para la aventura que emprenderíamos a continuación.

LA REVOLUCIÓN DEL ENFRIAMIENTO POR LÁSER

El entusiasmo y la exaltación que sentíamos entonces eran alimentados por un flujo acelerado de descubrimientos e invenciones ligadas al láser. La década de 1970 había sido la de los progresos fulminantes de la espectroscopia láser. En los diez años siguientes, este dispositivo surgió también como un instrumento ideal para controlar el movimiento de los átomos, detenerlos en su camino, atraparlos y estudiarlos individualmente. Detener los átomos equivale a anular del todo o casi su energía cinética, y, por tanto, a bajar su temperatura. Así pues, este dominio enseguida se convirtió en lo que se conoce como enfriamiento por láser (*laser cooling*, en inglés). Nuestros experimentos buscaban más bien controlar y manipular los granos de luz que son los fotones, pero, aunque no participamos directamente en esta nueva técnica, sí seguimos de cerca los progresos de nuestros colegas que sí se dedicaban a enfriar y atrapar átomos e iones. Estas dos líneas de investigación tienen numerosos puntos comunes y los

avances de una benefician a la otra, como suele ocurrir en la investigación fundamental. Esta física se desarrollaba a ambos lados del Atlántico y mis frecuentes estancias en Estados Unidos me permitieron seguir de cerca la evolución de los experimentos que se llevaban a cabo allí, así como la intensa competencia internacional entre investigadores estadounidenses y europeos en el campo del enfriamiento por láser.

Enfriar y capturar átomos hasta congelar sus movimientos tanto como la física cuántica lo permite se reveló enseguida como el fin último de la espectroscopia, el medio de librarse totalmente del enemigo de la metrología que es el efecto Doppler. Los métodos de óptica no lineal de los años setenta permitían eliminarlo hasta cierto punto, pero exigían someter los átomos a campos luminosos intensos que provocaban efectos perturbadores sobre los niveles de energía, desplazando y ensanchando las rayas espectrales en magnitudes que era necesario corregir. Por otra parte, esos experimentos se basaban en muestras que contenían grandes números de partículas que sufrían colisiones entre ellas, lo que añadía más perturbaciones responsables de ensanchamientos y desplazamientos de las transiciones atómicas. Pronto quedó claro que la solución para evitar todos estos problemas pasaba por detener los átomos y, a ser posible, mantenerlos aislados y alejados unos de otros. Los láseres iban a poder hacerlo. El propósito inicial era aumentar aún más la precisión espectroscópica, lo cual se consiguió mucho más allá de los sueños de los metrólogos y dio lugar a otros descubrimientos fundamentales, totalmente inesperados.

El enfriamiento por láser se basa en la presión de radiación que la luz ejerce sobre la materia. Hemos visto que, al absorber un fotón, un átomo recibe el momento del grano de luz. Si el átomo se desplaza hacia la fuente de láser, esto hace que su velocidad se reduzca. Tras haber absorbido el fotón, el átomo cae a su estado fundamental por emisión espontánea. Como

esta se produce en una dirección aleatoria, el momento que el átomo encaja durante este proceso de caída es nulo en promedio, porque las probabilidades de emisión espontánea en dos direcciones opuestas son iguales. Sometidos a la luz intensa de un rayo de láser resonante y orientado en el sentido contrario a su velocidad, los átomos de un chorro sufren por segundo un gran número de ciclos de absorción y de emisión, en cada uno de los cuales pierden una pequeña parte de su velocidad.

Para que el proceso sea eficaz y conduzca a frenar los átomos hasta casi detenerlos, hay que mantenerlos en resonancia con la luz del láser y compensar así la variación del efecto Doppler, que hace que los átomos «vean» una luz de frecuencia mayor que la del láser en el sistema de referencia del laboratorio. Sin embargo, esta frecuencia aparente disminuye a medida que decrece la velocidad de los átomos. Para evitar que el láser salga de resonancia y que se reduzca la eficacia del frenado por radiación, se puede aprovechar una propiedad del magnetismo atómico. Los átomos, que, como vimos en el capítulo 1, portan pequeños imanes, ven desplazadas sus energías en una cantidad proporcional a la amplitud del campo magnético al que son sometidos. Es lo que se conoce como efecto Zeeman, por el nombre del físico holandés colega de Lorentz que estudió, a finales del siglo XIX, la influencia del campo magnético sobre los espectros atómicos.

Para hacer uso del efecto Zeeman en el proceso de enfriamiento por láser, el chorro de átomos se envía a través de un solenoide, constituido por una bobina de cable eléctrico sobre un cilindro, que crea un campo magnético no homogéneo alineado a lo largo del chorro. El número de vueltas de cable por centímetro disminuye a lo largo del eje del solenoide con el objeto de que los átomos, a medida que pierden velocidad, se vean sometidos a un campo magnético decreciente. El efecto Zeeman compensa entonces

exactamente la variación del efecto Doppler, lo que mantiene los átomos en resonancia con la luz a todo lo largo de su trayecto.

Este ingenioso dispositivo, que se llama *desacelerador Zeeman* (*Zeeman slower*, en inglés), fue inventado por William Phillips, un antiguo alumno de Daniel Klepper que trabajaba en el National Institute of Standards and Technology (NIST), a las afueras de Washington. En 1983, consiguió detener los átomos de un chorro de sodio excitados por un láser de colorante de luz amarilla. Fue el primero en observar a simple vista y en fotografiar, a la salida de su solenoide, una pequeña nube fluorescente formada por átomos casi detenidos.

Dos años más tarde, otro estadounidense, Steven Chu, que trabajaba en los Laboratorios Bell, en New Jersey, generalizó a las tres dimensiones del espacio el método de enfriamiento que Phillips había demostrado para una dimensión. Un chorro atómico de sodio, inicialmente preenfriado por un láser que se propagaba en sentido contrario y por un desacelerador Zeeman, se irradiaba con tres pares de haces láser propagándose en ambos sentidos, a lo largo de tres ejes ortogonales. En la intersección que formaban estos los átomos estaban, por tanto, sometidos a una luz que los frenaba al ir en contra de su velocidad en las tres direcciones, pero también a fotones que los empujaban en su dirección de propagación, acelerándolos. Para hacer que el efecto de frenado fuese mayor que el de aceleración, Chu desplazó ligeramente hacia el rojo la frecuencia común de los seis haces láser. El efecto Doppler hacía entonces que los átomos viesen siempre más próxima de la resonancia la luz que se propagaba en la dirección opuesta a su velocidad que la que lo hacía en el mismo sentido. Por tanto, se frenaban más que se aceleraban, hasta acabar, en una fracción de segundo, ralentizados en las tres direcciones a una velocidad muy baja.

La idea de aprovechar así el efecto Doppler para ralentizar los átomos en

una configuración de seis haces láser había sido propuesta en 1975 por Hänsch y Schawlow. Hubo que esperar una década para que los avances tecnológicos de los láseres y la habilidad experimentadora de Steven Chu permitieran llevar el experimento a la práctica. Los átomos del gas enfriado se desplazaban con lentitud en la intersección de seis haces láser bajo el efecto de la radiación lumínica, sometidos a una fuerza proporcionalmente opuesta a su velocidad. Esta es análoga a la fuerza de viscosidad que se opone al movimiento de una bola que cae en un tarro de miel, de ahí el nombre de «melaza óptica» que recibió este dispositivo. De acuerdo con la teoría aceptada, la energía cinética residual de un átomo de la melaza debía ser, en promedio, igual a la incertidumbre en energía de los fotones de fluorescencia. Y según las relaciones de Heisenberg, esta es igual a $\hbar/\tau$, donde τ es la duración media del estado atómico excitado, del orden de entre 10^{-7} y 10^{-8} segundos. La teoría predecía una temperatura T del gras enfriado del orden de $\hbar/k_B\tau$, unos centenares de microkelvins, correspondiente a una velocidad atómica media de unos metros por segundo.

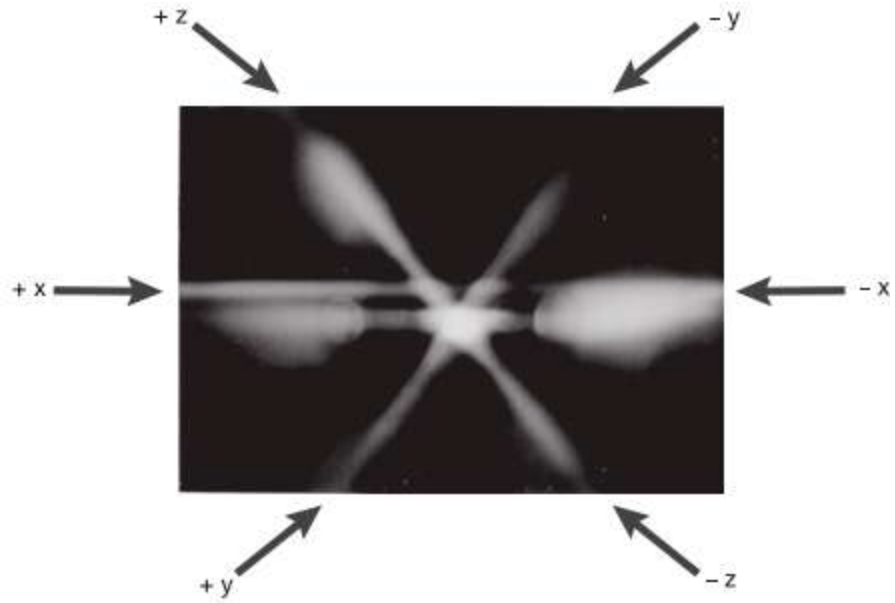


FIGURA 6.8. E6.8. Melaza óptica de átomos de sodio fotografiada en el laboratorio de William Phillips en el NIST. Los seis haces láser que se propagan en los dos sentidos a lo largo de tres ejes ortogonales son visibles gracias a la luz difundida por los átomos acelerados que se encuentran en su trayecto. En la intersección de los haces, una mancha de dispersión más intensa revela la presencia de alrededor de mil millones de átomos fríos, que se desplazan aleatoriamente siguiendo un movimiento browniano con una velocidad de unas decenas de centímetros por segundo. El haz de luz horizontal aparece doble. Por encima de los láseres horizontales de la melaza se ve el haz láser que ha preenfriado el chorro de átomos de sodio.

Phillips, retomando el experimento de Chu, se dispuso a medir esa temperatura. Cortó los haces láser de una melaza óptica, dejó caer los átomos en la oscuridad durante unos milisegundos y luego encendió de nuevo la luz para medir, gracias a la detección de la fluorescencia que emitían, su posición final. Dedujo de ello la distribución de sus velocidades iniciales en la melaza y determinó la temperatura del gas. Para su gran sorpresa, constató que era del orden de unos microkelvins, ¡cien veces más baja que la esperada!

Claude Cohen-Tannoudji y su doctorando Jean Dalibard dieron la

explicación de esta feliz sorpresa unos meses más tarde. Comprendieron que la teoría había despreciado el hecho de que el átomo de sodio tiene dos estados de espines en su nivel fundamental, lo que hace que el intercambio de momento y energía entre los átomos y los láseres sea más complejo que un simple enfriamiento explicable por el efecto Doppler. Los haces láser superpuestos de la melaza forman franjas de interferencia; al «revestir» los átomos, inducen una modulación espacial de las energías de los diferentes estados de espín. Así, los átomos se desplazan en un paisaje de colinas y valles de energía potencial dependiendo del estado en el que se encuentren.

La polarización de los haces que interfieren entre sí varía también espacialmente y favorece la absorción de un fotón de láser cuando un átomo en un estado de espín alcanza la cumbre de una colina de potencial. A continuación, el átomo vuelve a caer al fondo del valle, emitiendo un fotón en el otro estado, y debe volver a subir la colina siguiente antes de absorber otro fotón. El enfriamiento por láser, que combina intercambios de energía y de momento angular entre átomos y luz, es por tanto bastante más eficaz que el simple frenado por presión de radiación, que actúa sobre los átomos que no tienen más que un solo estado fundamental. Claude y Jean denominaron «enfriamiento Sísifo» a este mecanismo de frenado atómico, ya que recuerda el destino del personaje mitológico condenado a remontar eternamente una pendiente con su roca. Por estos descubrimientos hechos en los años ochenta, Chu, Phillips y Claude compartieron el Premio Nobel de Física en 1997. Fui un testigo privilegiado de esos trabajos que se desarrollaban en el laboratorio vecino al mío en París y, del lado estadounidense, en institutos de investigación que tuve ocasión de visitar cuando estaba en Yale.

En las investigaciones sobre el enfriamiento por láser, iba a tener un papel importante el desplazamiento de los niveles de energía de un átomo

sometido a una luz no resonante. Como hemos visto, este efecto había sido descubierto por Claude en el curso de su tesis. Los desplazamientos lumínicos, minúsculas y simples curiosidades cuando eran producidos por lámparas clásicas, de pequeña intensidad, cobraron gran importancia con la luz de los láseres. Superponiendo haces láser de direcciones y polarización convenientemente escogidas, se crean por interferencia configuraciones de campos ópticos con estructuras periódicas que alternan máximos y mínimos de intensidad lumínica. Las energías de los átomos sometidos a esa luz adquieren una dependencia espacial, como una bola que rueda sobre una superficie con depresiones y protuberancias, cuya energía potencial gravitatoria se modula espacialmente.

Si la energía cinética de la bola es demasiado pequeña para permitirle pasar de una depresión a la siguiente, permanecerá atrapada en una de ellas. De la misma manera, unos átomos enfriados por láser pueden quedar atrapados en las redes de pozos de potenciales ópticos, creados mediante configuraciones de haces láser no resonantes que interfieran entre sí. Al sumergir un gas enfriado en estas estructuras ópticas, se crean redes de átomos atrapados cuyo estudio comenzó a desarrollarse a principios de los años noventa, lo cual enriqueció considerablemente las posibilidades experimentales.

Una temperatura de 1 microkelvin corresponde a átomos que se desplazan a velocidades del orden de unos centímetros por segundo. Para impedir que caigan en el campo gravitatorio terrestre, hay que someterlos a una fuerza que se oponga a la gravedad. Jean Dalibard inventó un ingenioso dispositivo que asocia a los efectos de presión de radiación los de un campo magnético que varía en el espacio. Esta trampa, que equipó un gran número de laboratorios desde los años ochenta, se conoce como MOT (acrónimo del inglés *magneto-optical trap*). También se inventaron otros tipos de

trampas puramente magnéticas que permiten a los átomos permanecer en la oscuridad sin sufrir perturbación lumínica. Son una especie de «botellas magnéticas», de paredes inmateriales, en las cuales la configuración de los campos ejerce sobre el espín de los átomos una fuerza magnética que los confina en una pequeña región del espacio.

En los primeros años noventa, Carl Wieman y Eric Cornell, dos investigadores del laboratorio JILA —aquel de Boulder en el que John Hall había medido la velocidad de la luz en 1972—, se propusieron enfriar más aún un gas de bosones ya muy frío atrapado en una botella magnética. El propósito era llegar a la temperatura umbral de la condensación de Bose-Einstein, que se alcanzaba cuando los átomos se desplazaban a velocidades del orden del milímetro por segundo, correspondientes a longitudes de onda broglieanas del orden de la micra. Según la predicción de Einstein hecha sesenta años antes (véase el capítulo 5), los bosones se debían agrupar todos en el estado fundamental de la trampa, descrito por una función de onda única para todos los átomos.

Para alcanzar esa temperatura, del orden del centenar de nanokelvins, el enfriamiento por láser era insuficiente, así que Wieman y Cornell sometieron a sus átomos a otro mecanismo, llamado *enfriamiento por evaporación*. Bajaron progresivamente la barrera magnética que retenía a los átomos en su trampa y permitieron escapar a los más calientes, es decir, aquellos cuya energía cinética era mayor. Los átomos restantes volvían a ponerse enseguida en equilibrio a una temperatura más baja por colisiones entre sí. El procedimiento es análogo al que utilizamos instintivamente para enfriar un líquido caliente: soplando encima, aceleramos la evaporación de las moléculas más rápidas, aquellas próximas a la superficie. Al volver al equilibrio térmico, las que permanecen en el líquido adquieren una energía cinética media inferior y, por tanto, se enfrían.

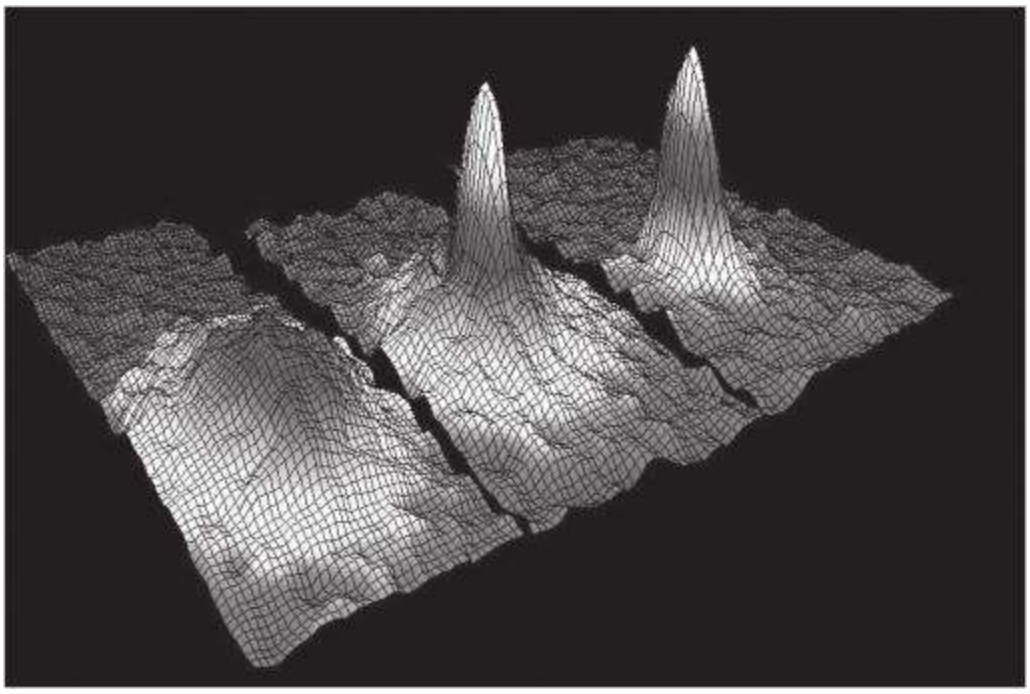


FIGURA 6.9. Primera imagen de un condensado de Bose-Einstein. Un gas de átomos de rubidio ultrafríos, atrapado en una botella magnética, se enfría por evaporación. Para medir la distribución de los átomos en diferentes estadios del enfriamiento, se suprime la trampa bruscamente y, tras un retardo, se detecta la posición de los átomos en la nube en expansión gracias a la absorción de un láser sonda. Se obtiene así la distribución de las velocidades atómicas en el momento en que se ha desactivado la trampa. Se representa esa distribución para tres temperaturas decrecientes de izquierda a derecha en una imagen 3D, en la que la dimensión vertical corresponde a la densidad atómica. A la izquierda se observa una distribución térmica relativamente amplia de los átomos por encima de la temperatura crítica de condensación. Cuando se alcanza esta (*imagen del medio*) aparece un pico estrecho en el centro de un pedestal más amplio de átomos no condensados. Para una temperatura más baja (*imagen de la derecha*) el pedestal desaparece y la mayor parte de los átomos caen a la fase condensada (imagen de Mike Matthews, JILA).

Wieman y Cornell tardaron varios años hasta lograr por fin, en 1995, alcanzar el umbral de la condensación de Bose-Einstein de un gas de rubidio, creando así un nuevo estado de la materia con propiedades fascinantes. Unos meses más tarde, Wolfgang Ketterle, que trabajaba en el MIT, logró a su vez condensar un gas de átomos de sodio. Wieman, Cornell

y Ketterle compartieron por este descubrimiento el Premio Nobel de Física en 2001.

IONES ATRAPADOS Y SALTOS CUÁNTICOS

Para completar esta visión panorámica de la investigación sobre los átomos fríos, debo mencionar también la física de los iones y electrones atrapados. Un ion es un átomo al que se le ha arrancado un electrón, ya sea por fotoionización o por colisión con otras partículas, por lo que tiene una carga elemental positiva y experimenta una fuerza en un campo eléctrico. Diversas configuraciones de campos, estáticos u oscilantes, producidos por electrodos y bucles de corrientes permiten actuar sobre la carga y el momento magnético de los iones, reteniéndolos en una posición de equilibrio. Las fuerzas que experimenta una carga elemental son mucho más intensas que la de la presión de radiación que actúa sobre los átomos neutros. Las trampas de iones son mucho más profundas y estables que las ópticas descritas más arriba; son capaces de retener partículas cuyas temperaturas, del orden de 1 kelvin o más, son miles de veces más elevadas que las de los átomos capturados en trampas lumínicas. La misma técnica de captura se aplica también a electrones y a positrones, de masas mucho menores que las de los iones, pero que también poseen una carga elemental sobre la que ciertas configuraciones de campos ejercen fuerzas de atracción.

El movimiento de las partículas atrapadas induce corrientes oscilantes en el metal de los electrodos o los cables que constituyen la estructura de la trampa cuya detección permite, ya desde los años cincuenta, estudiar la dinámica de estas partículas. Esta investigación, cuyo pionero fue el físico alemán Wolfgang Paul, alcanzó un extraordinario grado de sofisticación en

los experimentos con electrones y positrones realizados en los años sesenta y setenta. En una serie de experimentos que fueron verdaderas proezas tecnológicas, Hans Dehmelt, otro físico alemán emigrado a Seattle, llegó a atrapar un electrón aislado, después un positrón aislado, y a mantenerlos varios meses en su aparato.

Dehmelt hizo uso de las señales eléctricas que esas partículas inducían en las paredes de la trampa para medir con una precisión extraordinaria sus momentos magnéticos. Fue el primer estudio relativo a partículas cuánticas aisladas de su entorno, con el que se materializaron las condiciones ideales de los experimentos mentales de la década de 1920. Estos permitieron verificar con una gran precisión la teoría de la electrodinámica cuántica, y constatar la concordancia hasta la décima cifra significativa entre resultados experimentales y teóricos.

Cuando los láseres empezaron a aplicarse en física atómica, Dehmelt enseguida comprendió cómo podrían utilizarse con iones atrapados para observarlos y manipularlos. Con un colega alemán, Peter Toschek, realizó en 1978 el primer experimento espectacular de detección óptica de un ion aislado. Iluminando una pequeña nube de iones de bario con la ayuda de un láser resonante en una transición que acoplaba el estado fundamental de los iones con un estado excitado, observaron al microscopio la fluorescencia de la muestra atómica. Los iones, constantemente reexcitados por la intensa luz del láser, difundían millones de fotones por segundo hacia el objetivo del microscopio. Atenuando la descarga eléctrica que creaban los iones antes de atraparlos, consiguieron disminuir el ritmo de llenado de la trampa hasta que solo quedara un único ion, cuya fluorescencia aparecía como una pequeña y tenue estrella en el centro de la trampa. Las fotografías que tomaron fueron las primeras que mostraban un átomo suspendido en el vacío, una partícula cuántica que podía observarse con luz sin destruirla.

Esto supuso un espectacular desmentido de la predicción de Schrödinger, que había considerado que este tipo de experimento solo podía conducir a consecuencias ridículas.

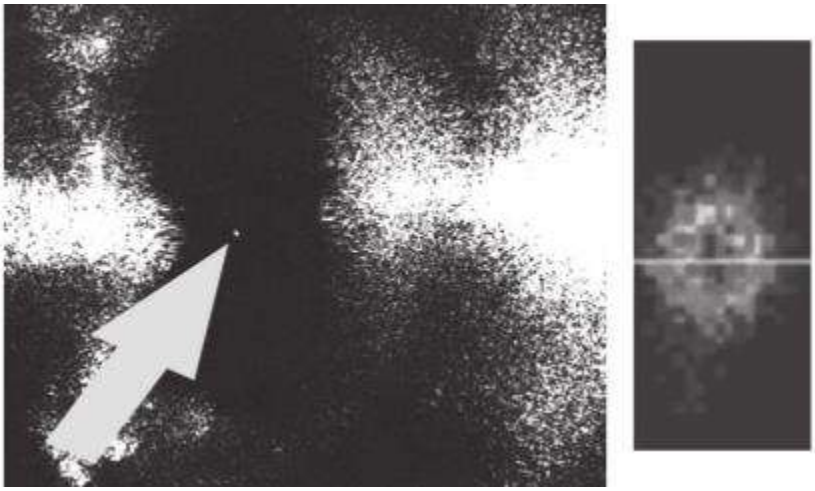


FIGURA 6.10. La primera observación óptica de un único átomo: un ion de bario detectado por su luz de fluorescencia. El tiempo de exposición fue de diez minutos para esta fotografía analógica sobre película Kodak tomada por Dehmelt y Toschek. La luz parásita difundida por los electrodos de la trampa no eclipsaba completamente el pequeño punto brillante indicado por la flecha (*Physical Review A*, 1978, n.º 22, p. 1137). A la derecha, la imagen digital de un único ion de magnesio, tal y como se obtiene en la actualidad, en una fracción de segundo y de manera rutinaria en los experimentos modernos con iones atrapados.

Los láseres enseguida se utilizaron no solo para observar iones atrapados, sino también para manipularlos. Junto con David Wineland, que llevaba a cabo una estancia posdoctoral en el laboratorio de Dehmelt tras su tesis de física en Harvard, este imaginó en 1975 un método de enfriamiento por láser de los iones, análogo al que Hänsch y Schawlow habían propuesto el mismo año para átomos neutros. Iluminando los iones que oscilaban en la trampa con un haz láser algo desajustado, por debajo de una de sus frecuencias de resonancia, se pretendía hacer que absorbieran preferentemente los fotones que se propagaban en la dirección opuesta a su

movimiento, lo que les haría perder energía de vibración. El movimiento de un ion en su trampa puede, en una primera aproximación, describirse como el de un pequeño oscilador vibrando en su posición de equilibrio. Los niveles de energía de este oscilador están cuantizados, como los de un modo del campo electromagnético. La escala de energía de los cuantos de vibración está formada por niveles equidistantes, como la de los fotones en una cavidad, el más bajo de los cuales es el estado fundamental de vibración en la trampa.

Así pues, la partícula atrapada en el estado fundamental está tan inmóvil como lo permite la física cuántica. Su posición y su momento residual presentan fluctuaciones que obedecen a la relación de incertidumbre de Heisenberg. Aplicando el método de enfriamiento por láser adaptado a los iones atrapados, Wineland, que tras su estancia en Seattle ahora trabajaba en Boulder, por fin iba a conseguir enfriar un solo ion en ese estado.

Yo estaba muy interesado en los experimentos de David Wineland, con quien coincidí en varios congresos en los años ochenta. Su ion oscilante en una trampa ofrecía una gran analogía con un átomo de Rydberg interactuando con los fotones de microondas de nuestra cavidad. En ambos casos, el estado del sistema se describía mediante dos parámetros cuánticos, uno asociado al estado electrónico interno del átomo o del ion (que en muchos experimentos se puede representar como un espín que evoluciona entre dos niveles, + y –, de larga vida media) y otro al estado de un oscilador cuántico (descrito por el número de fotones para los átomos de Rydberg en la cavidad y el número de cuantos de vibración para el ion oscilante).

Para explicitar esta analogía, consideremos un ion en su estado fundamental de vibración preparado en el estado −. Hagámoslo interactuar con dos haces láser cuya *diferencia* de frecuencias, $v_1 - v_2$, se ajusta para

que coincida con la separación energética entre los estados + y – dividida por *h*. Debe producirse entonces un intercambio de fotones entre los dos modos de láser. Es el llamado «proceso de *dispersión Raman*», por el nombre del físico indio que, en los años 19201930, fue uno de los fundadores de la espectroscopia molecular. El ion pasa del estado – al estado + absorbiendo un fotón en uno de los haces láser y emitiendo uno más por emisión estimulada en el otro. Este fenómeno reversible es análogo a una oscilación de Rabi. La dispersión Raman hace oscilar al ion entre los estados – y + sin modificar su estado de vibración ni el número total de fotones que se intercambian entre los haces láser. Ajustemos ahora la diferencia de frecuencias, $\nu_1 - \nu_2$, para que sea igual a $(E_+ - E_-)/h$ más la frecuencia de vibración del ion atrapado. La conservación de la energía impone entonces que el paso de – a + se acompañe de la excitación de un cuanto de vibración. El ion tiene ahora que oscilar entre los estados |–,0> y |+,1>. De igual manera, el átomo de Rydberg que nosotros estudiamos en nuestros experimentos parisinos debería, si la cavidad podía conservar los fotones un tiempo suficientemente largo, oscilar entre dos estados electrónicos correlacionados con la presencia en el campo de 0 o 1 fotón.

¡La física del átomo de Rydberg y la del ion atrapado obedecen a la misma ecuación! En los dos casos se debería observar una oscilación de Rabi. En nuestro experimento debía producirse de forma espontánea bajo el efecto del acoplamiento entre el átomo de Rydberg y el campo del vacío de la cavidad convenientemente ajustada. En el caso del ion atrapado, era inducida por la luz láser. Esta analogía nos llamó la atención a David Wineland y a mí mucho antes de que llegáramos a observar estos fenómenos en el laboratorio. En los años ochenta, perseguíamos el mismo objetivo, pero con medios diferentes. En muchas ocasiones, la similitud

entre nuestros dos sistemas nos llevó a imaginar nuevos experimentos inspirados por nuestros respectivos trabajos.

Por último, debo mencionar un experimento de ion atrapado de los años ochenta que me hizo soñar y que, tiempo después, traté de extender a los que realizábamos de electrodinámica cuántica en cavidad. Habíamos visto que un ion aislado en su trampa, irradiado con un láser sonda resonante con una transición que acopla el estado fundamental *g* a un estado excitado *e*, emite un flujo importante de fotones por segundo. Esta fluorescencia es observable con ayuda de un simple microscopio.

Consideremos ahora otro nivel excitado del ion, que llamaré *d*. Sobre él se focaliza también un segundo láser resonante con la transición entre los niveles *g* y *d*. Este acoplamiento es mucho más débil que con el primer láser, lo que resulta en una probabilidad de excitación del ion de *g* a *d* mucho menor que la de la absorción de un fotón en la transición de *g* a *e*. ¿Qué se observa entonces en la fluorescencia del ion a la frecuencia del láser sonda? El microscopio recibirá un flujo importante de fotones mientras el átomo no haya experimentado una transición de *g* a *d*. En cuanto el segundo láser lo ha llevado al nivel *d*, la intensa fluorescencia del ion se extingue bruscamente, lo que indica que ha abandonado el nivel *g*, capaz de difundir la luz del láser sonda. La desaparición brusca de la fluorescencia marca así un salto cuántico del ion del estado difusor *g* al «estado oscuro» *d* (*dark state*, en inglés, motivo por el que he escogido esa letra para nombrarlo), incapaz de dispersar la luz de la sonda. Al cabo de cierto tiempo, el átomo vuelve a caer de manera espontánea de *d* a *g* y la luz de fluorescencia reaparece tan repentinamente como había desaparecido.

En 1986, Wineland y su grupo en Boulder llevaron a cabo este experimento con un ion de mercurio. Dehmelt en Seattle y Toschek en Alemania, hicieron investigaciones análogas por la misma época, y

observaron directamente los bruscos saltos de un solo ion entre dos niveles. Recuerdo el cortometraje que se presentó en una conferencia internacional aquel año. El público quedó hipnotizado al ver un único ion, aislado en una trampa, centelleando como una pequeña estrella que se apagaba y se volvía a encender en instantes aleatorios. Por primera vez eran visibles los saltos cuánticos que Bohr había predicho, pero cuya existencia Schrödinger nunca aceptó.

Este experimento conmocionó la comunidad de la física atómica, que se dividía entre los que admitían la existencia de estos saltos y los que, como Schrödinger, no creían en ellos. Su escepticismo se debía a que hasta entonces solo se habían observado conjuntos de partículas, cuya evolución estadística enmascaraba la existencia de saltos atómicos individuales. En el plano teórico, la ecuación de Schrödinger no predice discontinuidad alguna en la evolución de la función de onda de un sistema cuántico. Si esta teoría se pone a prueba con experimentos sobre conjuntos de partículas, la noción de salto no se impone. La observación de una partícula aislada cambió radicalmente la situación.

La cuestión sobre la realidad de estos saltos puede formularse en términos simples. En ausencia del láser sonda que mide la presencia del ion en el nivel «brillante», *g*, ¿salta o no el átomo de manera discontinua al estado «oscuro», *d*, bajo el efecto de la interacción con el láser que lo excita y provoca la transición de *g* a *d*? En otros términos, ¿hay salto cuántico del ion inicialmente preparado en el estado *g* si no se «observa» este? La respuesta que la escuela de Copenhague da a esta pregunta es sencilla: solo hay salto si el sistema es observado. En ausencia de acoplamiento con un instrumento de medida, el ion que parte del estado *g* evoluciona continuamente en una superposición coherente de los estados *g* y *d* bajo el efecto de la oscilación de Rabi, inducida por el láser resonante con la

transición de *g* a *d*, por lo que no tiene sentido decir que está en un estado o en el otro. Es en el momento en que se enciende el láser sonda cuando el ion debe «elegir» aleatoriamente si está en *g*, en cuyo caso irradiará luz sin que haya habido salto, o en *d*, en cuyo caso no emitirá fluorescencia y permanecerá invisible, lo que indica que se habrá producido un salto. Si el láser sonda continúa midiendo el estado del átomo, hay una elevada probabilidad de que, justo tras haber sido encontrado en *g*, el ion permanezca allí durante un tiempo, porque la débil excitación debida al láser que lo lleva a *d* solo incrementa lentamente la amplitud de probabilidad de encontrarlo en ese «estado oscuro». La fluorescencia del ion se observa, pues, durante un intervalo de tiempo concreto. Luego terminará por saltar a *d* y la fluorescencia del «estado brillante», *g*, se extinguirá entonces bruscamente.

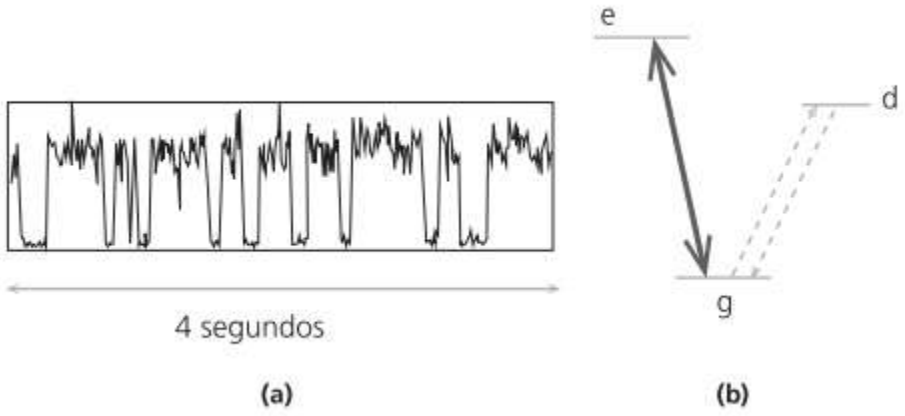


FIGURA 6.11. (a) Saltos cuánticos observados en las intermitencias de la luz de fluorescencia emitida por un ion de mercurio atrapado. (b) Esquema de los niveles de energía del ion: la fluorescencia es inducida por un haz láser intenso que recicla el átomo rápidamente para la transición entre los niveles *g* y *e*. Al mismo tiempo, un láser provoca la transición entre *g* y *d*, un nivel de muy larga vida media. La fluorescencia se interrumpe cuando el átomo se lleva de *g* a *d*, y reaparece con brusquedad cuando el ion vuelve a caer espontáneamente en *g* (*Physical Review Letters*, 1986, n. º 57, p. 1699).

En este análisis se reconocen los mismos argumentos invocados para interpretar el experimento de las ranuras de Young. No tiene más sentido preguntarse si, en ausencia de haz sonda, el ion está en un estado o en el otro que plantearse la cuestión de saber si una partícula ha atravesado el interferómetro de Young por una ranura o por la otra, dado que ningún dispositivo es capaz de responder a esta cuestión. En ambos casos el sistema cuántico está en una superposición coherente de estados y allí permanece mientras no se intente eliminar esa ambigüedad cuántica con una medición.

Las trampas de iones usaban haces de luz para manipular partículas de materia aisladas sin destruirlas. Desde finales de los años ochenta, mi equipo y yo intentamos invertir los papeles de la materia y la luz: queríamos utilizar chorros de átomos de Rydberg para manipular fotones atrapados en una cavidad. La dificultad extrema era que los cuantos de luz son mucho más frágiles que los iones o los átomos; en cautividad, tienen tendencia a desaparecer rápidamente al contacto con la materia. Observarlos de forma continuada sin destruirlos y detectar los saltos cuánticos de un campo electromagnético era todo un desafío. Tardamos quince años en conseguirlo gracias a los experimentos que se describen en el capítulo siguiente, que nos llevaron a explorar con fotones la frontera entre los mundos cuántico y clásico.

7

Domesticar el gato de Schrödinger

Mirar es la actividad más natural del mundo. Percibimos la realidad de todo lo que nos rodea gracias a la luz que las fuentes lumínicas irradian y que los objetos de nuestro entorno dispersan hacia nuestros ojos. Recibimos así lo esencial de la información, que nuestro cerebro procesa para hacernos conscientes del mundo en que vivimos. Toda esta información pasa por los fotones, partículas esquivas y omnipresentes que viajan a través del espacio a la velocidad de la luz. Al interactuar con la materia —la de los objetos a nuestro alrededor, la de nuestras retinas y la de nuestros detectores de radiaciones visibles e invisibles—, estas partículas nos ayudan a comprender el mundo. Los fotones nos informan sobre lo que nos es directamente perceptible y nos permiten, por tanto, hacernos una idea intuitiva de nuestro entorno. Su detección, con ayuda de instrumentos cada vez más sofisticados, nos proporciona también un conocimiento sobre el universo, su origen y su evolución.

Las informaciones que transportan los fotones dependen de sus diferentes atributos. Su color es un parámetro esencial, analizado por la espectroscopia, que mide las longitudes de onda de la luz. Las líneas espectrales son la firma de los diferentes elementos presentes en las estrellas y en el espacio interestelar. Sus frecuencias cambian según sea la velocidad relativa de la fuente y del espectador. Es el efecto Doppler el que nos informa sobre el movimiento de los átomos, tanto si están en nuestros

laboratorios en la Tierra como si son arrastrados por el desplazamiento de los astros desde los que nos envían sus mensajes. El color varía también según la velocidad a la que transcurra el tiempo en los campos gravitatorios desde donde se emiten los fotones que recibimos. Es el efecto de la dilatación temporal de la relatividad general el que nos informa sobre la curvatura del espacio-tiempo. La polarización de los fotones, cuyo plano gira alrededor de la dirección de los campos magnéticos a lo largo de los cuales se propagan (es el efecto Faraday mencionado en el capítulo 3), nos informa sobre la distribución de estos campos en torno a las estrellas y los planetas. La longitud de onda de los fotones cambia, por último, debido a la expansión del universo, que dilata las distancias a lo largo de las eras cosmológicas y explica el enfriamiento de la radiación fósil, cuyas longitudes de onda eran originalmente muy cortas y ahora se distribuyen en el espectro de las ondas de radio.

Una parte esencial de la información que los fotones transportan reside simplemente en la intensidad de su flujo. Lo que crea las imágenes del mundo que observamos es el número de fotones por segundo que llega desde las diferentes regiones del espacio a nuestro cristalino, al objetivo de nuestras cámaras o a las antenas de nuestros telescopios. Otro componente de la información, más sutil, está contenido en la fase del campo electromagnético, que solo puede detectarse mediante la observación de un fenómeno de interferencia. El principio consiste en comparar la fase de la onda que nos llega desde un objeto con la de una onda de referencia que se le superpone. Esta superposición presenta variaciones espaciales de amplitud. La información contenida en la fase de la onda del objeto se transforma así en una información de intensidad, recogida simplemente sobre una placa sensible.

Sacar provecho al mismo tiempo de la información de intensidad y de

fase es un arte que ha incrementado muchísimo el rendimiento de nuestros instrumentos de óptica y de imagen en los ámbitos de las ondas visibles e invisibles. Los hologramas son un ejemplo de ello: se registran en una placa fotográfica las interferencias entre la luz de un haz láser y la que un objeto iluminado por él difunde sobre la misma. La placa recoge así una información que permite, al iluminarla con un láser de lectura, o incluso con luz natural, reconstruir una imagen en tres dimensiones del objeto; mientras que la fotografía ordinaria, que solo aprovecha la intensidad de la luz, únicamente proporciona imágenes planas, en dos dimensiones. Aplicando los principios de la interferometría y de la holografía a la observación del cielo, los astrónomos han aumentado de forma considerable la resolución de las imágenes de los planetas y de las estrellas, al reducir de diversas maneras ingeniosas las fluctuaciones de fase de la luz debidas a la turbulencia de nuestra atmósfera.

Los principios de la imagen que acabo de recordar a grandes rasgos pueden, si se excluyen los efectos relativistas, calificarse como clásicos. Solo apelan a leyes de la óptica geométrica y ondulatoria, así como a fenómenos conocidos desde los tiempos de Fresnel, Doppler, Fizeau y Maxwell. Pero no hay que olvidar que el fotón, partícula camaleónica, es a la vez una onda y un corpúsculo. El reconocimiento de este dualismo, por Einstein en 1905, fue el punto de partida de la física cuántica. En la información que transportan los fotones hay una parte que no se puede reducir a los aspectos corpuscular u ondulatorio considerados por separado. La ambigüedad según la cual antes de una medición el fotón no «escoge» si es onda o partícula es una característica puramente cuántica que ha sido objeto de debates ilustrados por los experimentos mentales de los años veinte y treinta del siglo XX que vimos en el capítulo 5. Estudiar en el laboratorio esta ambigüedad en fotones atrapados ha sido mi objetivo y el

de mi equipo desde que creímos posible hacerlo aplicando los métodos de la electrodinámica cuántica en cavidad.

La dificultad de la empresa era doble. Una estaba ligada a la fragilidad de los fotones. En el espacio libre son eternos, como lo prueban los de la radiación fósil, que han viajado por el universo durante más de trece mil millones de años, pero cuando se intenta capturarlos se desvanecen fácilmente al contacto con la materia. Los espejos más reflectantes y los medios más transparentes los absorben enseguida. Incluso las fibras ópticas más eficientes atenúan la luz en unas decenas de kilómetros, que los fotones recorren en menos de un milisegundo.

La otra dificultad era una consecuencia de su fragilidad. La detección normal de los fotones los destruye, tanto si se produce en nuestro ojo como en un fotomultiplicador, una célula fotoeléctrica, una cámara infrarroja o una antena de radio. El efecto fotoeléctrico, que Einstein analizó en 1905, describe bien este fenómeno. El fotón desaparece y cede su energía a un electrón expulsado del cátodo metálico sobre el que cae; el chasquido que resulta de ello señala su muerte. El efecto es análogo a la detección de las trazas que dejan las partículas estudiadas en los aceleradores, que se revelan mediante la observación de los desechos resultantes de sus choques.

En este sentido, en una gama de energía muy diferente, la detección de los fotones evoca la imagen de Schrödinger, que veía las trayectorias observadas en una cámara de burbujas como señales *post mortem* de partículas al desvanecerse. Lo mismo ocurre con los chasquidos que registran los fotodetectores habituales, incluido el ojo. Un fotón detectado es una partícula desaparecida. Para observarlos *in vivo*, sin matarlos, teníamos que construir una cavidad que los mantuviera en cautividad largo tiempo y había que detectarlos con ayuda de átomos ultrasensibles, capaces de extraer información de ellos sin destruirlos.

Esta manera nueva de controlar, manipular y observar la luz nos conduciría a experimentos fundamentales. Ver los fotones sin eliminarlos nos permitió vestir la luz con ropajes nuevos y extraños: logramos prepararla en superposiciones de estados en los que oscila al mismo tiempo con una fase y la opuesta. Pudimos también generar estados en que iluminaba los espejos de la cavidad que la encerraba y, a la vez, los sumía en la oscuridad. Pusimos de manifiesto la extrema fragilidad de estos estados exóticos del campo y mostramos cómo, en un instante, volvían a ser luz clásica ordinaria. Exploramos así la frontera entre el microscópico mundo cuántico y el de nuestra experiencia cotidiana, macroscópico. Al desarrollar métodos para preservar el mayor tiempo posible la extrañeza cuántica de nuestra cavidad, comenzamos a explorar las posibilidades de aprovecharla en dispositivos innovadores de tratamiento de la información. De esta aventura es de lo que hablo en este capítulo.

LA CAJA DE FOTONES

La caja de fotones que al final fuimos capaces de fabricar no se parece en nada a la que Gamow regaló a Bohr y a Einstein como recuerdo de sus debates en el congreso Solvay de 1930. Sin embargo, veremos que comparte algunos de los mismos elementos y que puede albergar un reloj muy especial, que nos ha permitido determinar las horas en que los fotones entran o salen de ella. Sin cambiar la geometría de la cavidad de nuestros primeros experimentos, hecha de espejos en forma de casquetes esféricos enfrentados, mejoramos progresivamente su calidad, haciendo las superficies metálicas cada vez más reflectantes al fabricarlas en cobre pulido con precisión óptica y recubrir este metal con una fina capa de

niobio superconductor. Las irregularidades de la superficie de nuestros espejos actuales no pasan de algunos nanómetros, lo que hace que la dispersión de microondas fuera de la cavidad sea sumamente débil. La casi infinita conductividad de la delgada capa superconductora minimiza también la absorción de fotones por el metal.

Los progresos realizados entre 1990 y 2006 se miden comparando dos números. Mientras que los fotones no podían rebotar más que cinco mil veces en nuestros primeros espejos superconductores, tallados en niobio macizo, se reflejaban más de mil millones de veces antes de desaparecer en los espejos de cobre recubiertos de niobio. Aprovechamos la gran calidad mecánica del cobre por un lado, que es mucho más fácil de fabricar que el niobio, y la superconductividad de este metal, por el otro, que recubre el cobre, con un grosor de una decena de micrómetros.

El modo del campo en esta cavidad forma una onda estacionaria y presenta nueve valles entre los espejos, que están separados por 2,6 centímetros. Los nodos entre estos valles, puntos en los que la amplitud del campo de la cavidad se anula, están a 2,95 milímetros de distancia, la mitad de la longitud de onda (5,9 milímetros) de la radiación de microondas, que oscila a 51 gigahercios. Los fotones que rebotan entre los espejos de la mejor cavidad que hemos fabricado sobreviven de media 130 milisegundos y recorren un trayecto replegado del orden de 40.000 kilómetros, igual a la circunferencia terrestre. Hablar de trayectoria para estos fotones equivale a usar una imagen clásica que no tiene ningún significado real en física cuántica. De hecho, los fotones están completamente deslocalizados en la onda estacionaria, cuyo cuadrado es proporcional a la probabilidad de encontrarlos en cualquier punto si se colocase ahí un detector.

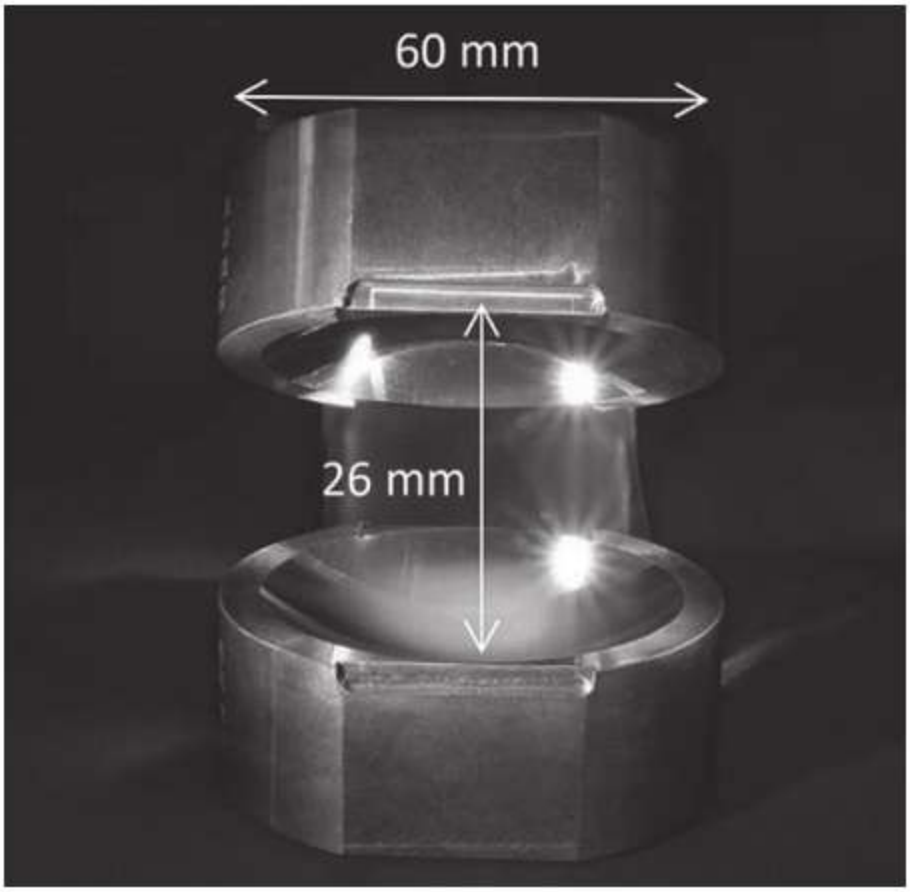


FIGURA 7.1. La caja de fotones de la ENS. Un campo de microondas de 51 gigahercios se alberga entre dos espejos de cobre en forma de casquetes esféricos revestidos de una fina capa de niobio superconductor. Los fotones rebotan más de mil millones de veces en los espejos y permanecen atrapados, en promedio, 130 milisegundos. Las pérdidas se deben a la absorción residual en el metal y a la difracción de las microondas sobre las imperfecciones de las superficies. La cavidad se mantiene a 0,8 kelvins. A esta temperatura, el número medio de fotones térmicos es de 0,05. En determinados experimentos, se induce en la cavidad un pequeño campo coherente que contiene unos pocos fotones de media. Este es irradiado por un pequeño cono próximo a los espejos, acoplado a una fuente clásica de microondas por una guía de onda (que no se representa en la figura). Se acopla al modo de la cavidad por difracción en los bordes de los espejos.

Podemos hacernos una idea de la calidad de esta cavidad si recordamos una experiencia que todos hemos vivido: estar en un ascensor de paredes laterales reflectantes. Al volvernos hacia los espejos, veremos varias réplicas de nosotros mismos, que enseguida se pierden en un borrón lejano

debido a las imperfecciones de la superficie reflectante. Si estuviéramos en un ascensor provisto de espejos planos tan perfectos en el ámbito de frecuencia de la luz visible como los de nuestra cavidad de microondas, lo que podríamos observar es más de mil millones de copias de nosotros mismos, formando una inmensa cadena humana ¡tan larga como la población de China o India! Es cierto que nuestra situación no sería demasiado agradable, porque hay que mantener esos espejos a una temperatura más que glacial, de 0,8 kelvins, para que la conductividad de las superficies sea casi infinita y se elimine prácticamente su irradiación térmica.

Solo llegamos a esta caja ideal después de largos tanteos, de numerosas tentativas que resultaron ser callejones sin salida y de experimentos sembrados de incidentes diversos. Nos ayudaron en esta búsqueda de la cavidad ideal investigadores e ingenieros del Comisariado de Energía Atómica de Saclay, que tenían una gran experiencia en el desarrollo de cavidades de microondas para aceleradores de partículas. Pero las restricciones de sus aparatos eran muy diferentes de las nuestras, y tuvimos que adaptar sus procedimientos de fabricación a nuestro experimento.

Aunque sabíamos que, en teoría, nada impedía fabricar la cavidad que deseábamos, no era seguro que pudiéramos conseguirlo en la práctica. El menor arañazo sobre el sustrato de cobre, la más minúscula mota de polvo depositada sobre los espejos en el momento de su manipulación o un ínfimo defecto de adherencia de la película de niobio bastaría para acortar la vida media de los fotones en varios órdenes de magnitud y hacer imposibles los experimentos que aspirábamos a realizar. Recuerdo nuestra alegría y nuestro alivio el día de la primavera de 2006 en que Michel Brune entró en mi despacho con una gran sonrisa para anunciarme que nuestros estudiantes por fin habían logrado medir una vida media de nuestros fotones de más de

cien milisegundos. Ese día supimos que los experimentos que habíamos soñado eran posibles.

EL ÁTOMO CIRCULAR

Para realizar estos experimentos, no bastaba una cavidad con espejos casi perfectos. Había que sondear su campo, para lo cual necesitábamos átomos especiales llevados a niveles de vida media muy larga y extremadamente sensibles a los fotones de microondas. Las sondas que utilizamos son *átomos de Rydberg circulares*, de número cuántico principal *n* del orden de 50, en los que el electrón externo gira alrededor del núcleo iónico en un círculo de diámetro dos mil quinientas veces más grande que el de la órbita de un átomo ordinario en su estado fundamental.

Estos gigantescos átomos circulares son diferentes de los que utilizamos en nuestros primeros experimentos, que tenían un momento angular débil que correspondía a órbitas clásicas muy elípticas del electrón externo, similares a las alargadas órbitas de los cometas del sistema solar. Los átomos se preparaban por absorción de dos fotones de láser, cada uno de los cuales solo podía aportar una unidad de momento angular al electrón. En estos estados, el electrón de Rydberg se aproximaba al centro del átomo en el perihelio de la órbita elíptica, y su gran aceleración en la vecindad del núcleo le proporcionaba una probabilidad importante de irradiar un fotón al caer a un estado menos excitado. La vida media de estos estados elípticos, limitada a unos pocos microsegundos, era demasiado corta para que pudiesen servir como buenas sondas de los fotones de microondas de nuestras cavidades. Por el contrario, en un estado circular, el electrón externo gira en círculo y permanece siempre lejos del núcleo atómico. Sufre

entonces una aceleración mínima, lo que confiere al átomo una vida media de una treintena de milisegundos, del orden de la de los fotones de nuestra cavidad.

La preparación de átomos circulares, realizada por primera vez por Daniel Kleppner en el MIT en 1983, se efectúa en dos pasos. Para empezar, una excitación por láser lleva al átomo a un estado muy excitado de momento angular débil. A continuación, se le aplica un campo de radiofrecuencia de polarización circular, del que absorbe una cincuentena de fotones de muy baja frecuencia, cada uno de los cuales aporta al electrón externo una unidad $\hbar$ de momento angular, mientras que solo incrementa ligeramente su energía. Este segundo paso recuerda a los ajustes de la órbita de un satélite artificial cuya elipticidad se modifica aplicando pequeños impulsos mediante un cohete auxiliar. De hecho, los átomos circulares son los más clásicos de todos, aquellos para los que la distribución espacial de la función de onda electrónica se aproxima más a una órbita clásica. La región del espacio en la que el electrón tiene una probabilidad de presencia no despreciable es un toroide, parecido a un neumático de camión cuyo grosor es unas siete veces menor que su radio.

Este toroide define una trayectoria circular algo difusa. La imposibilidad de precisar del todo el radio de la órbita refleja el principio de incertidumbre de Heisenberg entre la posición y el momento del electrón. El estado de este es descrito por una función de onda broglieana que gira en el volumen toroidal. La condición de estabilidad de la órbita exige que su circunferencia contenga un número entero de longitudes de onda. Esta condición cuantitativa es idéntica a la que Bohr había descubierto empíricamente en 1913, en su primera teoría cuántica del átomo de hidrógeno. El número cuántico principal n del átomo circular tan solo

describe la circunferencia de la órbita en unidades de longitudes de onda broglieana.

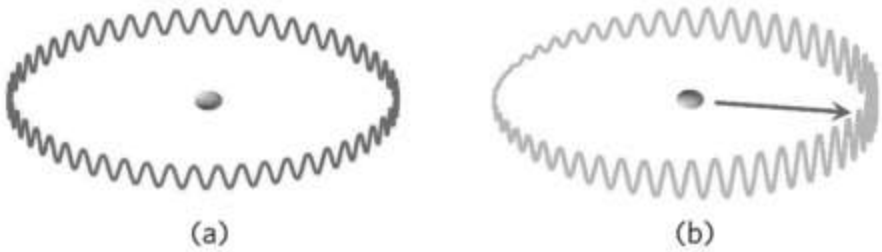


FIGURA 7.2. Representación de un átomo circular por la onda broglieana de su electrón externo. (a) La órbita circular $n = 50$ está asociada a una onda que gira alrededor del núcleo atómico en un círculo cuya circunferencia es igual a 50 longitudes de onda broglieanas. La amplitud de la onda es constante en todo el recorrido y el dipolo eléctrico del átomo es nulo. (b) La superposición de las órbitas circulares $n = 50$ y $n = 51$, realizada por un pulso de microondas $\pi/2$, prepara una onda circular que presenta un valle en un punto de la órbita electrónica y un nodo en el punto opuesto. El átomo adquiere un dipolo eléctrico (*flecha*) que gira alrededor del núcleo atómico a la frecuencia de Bohr de la transición entre los niveles $n = 50$ y $n + 1$ (alrededor de 51 gigahercios).

En un átomo de Rydberg circular de número cuántico n, la energía del electrón externo está perfectamente definida. Por ello, su posición en la órbita en un instante dado no puede estarlo, debido a la relación de incertidumbre de Heisenberg entre el tiempo y la energía. Así, la física cuántica nos describe una partícula que gira a una frecuencia precisa, pero con una fase completamente indeterminada a lo largo de su órbita. Al tener la carga electrónica probabilidades iguales de encontrarse en dos puntos opuestos del recorrido, el centro de la distribución electrónica coincide con la posición del núcleo del átomo, que tiene carga positiva. Por tanto, el dipolo eléctrico, que mide la separación de los centros de gravedad de las cargas positivas y negativas, es nulo en un estado de Rydberg circular.

Sin embargo, es posible precisar la localización del electrón en su órbita

y dar una fase bien definida a su rotación creando en el átomo un dipolo eléctrico no nulo. Para ello es necesario preparar una superposición de dos estados circulares vecinos, de números cuánticos n y $n+1$ (por ejemplo, $n = 50$ y $n = 51$). Un pulso de microondas ajustado a la frecuencia de la transición entre estos dos estados induce una oscilación de Rabi entre ellos que lleva al átomo a esta situación. De este modo, se puede preparar una superposición cuyas amplitudes de probabilidad se controlan ajustando la duración y la fase de la excitación de microondas. Por ejemplo, interrumpamos esta excitación después de un tiempo igual a un cuarto del periodo de la oscilación de Rabi (que en el lenguaje de la resonancia magnética se llama «pulso π/2», porque dura una cuarta parte de una oscilación de Rabi completa, de 2π radianes). El átomo se encuentra entonces en una superposición con pesos iguales de los dos estados circulares, de números cuánticos n y $n+1$.

La onda electrónica broglieana que gira alrededor del centro atómico se convierte en la superposición de dos ondas que presentan 50 y 51 oscilaciones a lo largo de las órbitas, de radios casi idénticos, de los dos estados. Si las ondas están en fase en un punto de su recorrido, entonces están en contrafase en el punto diametralmente opuesto, ya que hay exactamente una diferencia de una semilongitud de onda entre los trayectos recorridos por ambas a lo largo de una semicircunferencia.

De manera que la interferencia entre las dos ondas de materia es constructiva en un lado de la órbita y destructiva en el otro. La superposición crea así una onda en forma de cruasán, con un valle y un nodo en dos puntos diametralmente opuestos. Este paquete de ondas broglieanas, localizado así por interferencia, gira en torno al núcleo iónico a la frecuencia de la transición entre los dos estados de la superposición, es decir, 51 gigahercios en el caso de los considerados aquí, $n = 50$ y $n = 51$.

De este modo, se crea sobre el átomo un dipolo giratorio, análogo a un planeta en rotación alrededor del Sol, o a la aguja de un reloj que gira en una esfera. La fase de esta rotación es también controlable ajustando la del pulso de microondas que ha creado la superposición de los dos estados. Por último, se puede variar ligeramente la frecuencia de la rotación del electrón aplicando al átomo un campo eléctrico estático perpendicular al plano de la órbita, de manera que desplace levemente las energías de los dos niveles de Rydberg y, por tanto, la frecuencia de la transición que los separa.

Los átomos de Rydberg circulares son sistemas cuánticos muy simples en el plano teórico, pero muy delicados de preparar y de proteger de las perturbaciones de su entorno en la práctica. Para llevarlos desde su estado fundamental al estado circular, tuvimos que adaptar a nuestro montaje experimental el método inventado por Kleppner: combinar los pulsos de láser y de microondas con la aplicación de campos eléctricos y magnéticos perfectamente calibrados, y mantener el chorro de átomos en un recinto enfriado a una temperatura muy baja, inferior a 1 kelvin. Aprendimos a controlar también la velocidad y la posición de esos átomos. Excitándolos de manera escalonada mediante dos pulsos de láser separados en el espacio y en el tiempo, conseguimos seleccionar en el chorro atómico aquellos que tenían una velocidad bien definida, comprendida, muy aproximadamente, entre 200 y 300 m/s. Este filtrado en velocidad nos permitía conocer en cada instante la posición de los átomos, desde la zona en que son llevados al estado circular hasta su detección después de atravesar la cavidad. En versiones recientes del experimento, también hemos preparado átomos circulares muy lentos, que se desplazan a velocidades del orden de apenas unos pocos metros por segundo. Se obtienen excitando aquellos previamente enfriados por láser en un chorro atómico vertical.

El desarrollo de estas complejas manipulaciones nos ocupó durante

varios años, en paralelo con nuestras investigaciones sobre el perfeccionamiento de los espejos de nuestra cavidad. En ese tiempo constatamos un principio de complementariedad que nada tiene que ver con la física cuántica: cuanto más se intenta simplificar un experimento en el plano conceptual controlando todos sus parámetros de la manera más clara y precisa posible, más complejos se vuelven los procedimientos en el plano técnico. Conceptualmente, intentábamos establecer una situación tan simple como fuera posible: un electrón atómico que gira en un círculo e interactúa con unos fotones que oscilan entre dos espejos. Los dos sistemas en interacción son a la vez ondas y partículas, y revelan uno u otro aspecto de su dualidad cuántica según cuáles sean las mediciones que se lleven a cabo.

UN PING-PONG CUÁNTICO

La prueba crucial que nos mostró que el sistema átomo-cavidad se comportaba de manera ideal para nuestros experimentos de electrodinámica cuántica en cavidad fue observar la oscilación de Rabi en el campo del vacío. Yo soñaba con ello desde la época de mi tesis y mi discusión con Anatole Abragam, en 1971. La evolución de los átomos de Rydberg circulares acoplados a las fluctuaciones del campo del vacío entre los espejos de nuestra cavidad era fácil de calcular. La teoría del átomo revestido, mencionada en el capítulo precedente, nos indicaba que uno preparado en el estado circular $n = 51$ que entraba en la cavidad inicialmente vacía debía emitir y absorber de forma periódica un solo fotón al oscilar entre este estado y el estado circular $n = 50$. Este fenómeno debía producirse a la frecuencia de Rabi del vacío $\nu_{R,0} = 50$ kilohercios, cuyo

valor no dependía más que del radio de nuestros gigantescos átomos y del volumen ocupado por el campo en la cavidad.

Para observar esta oscilación, era necesario que la frecuencia de la transición atómica entre los estados $n = 51$ y $n = 50$ (que en lo sucesivo denotaremos *e* y *g*) fuera exactamente igual a la del campo de la cavidad, una condición de resonancia que se podía conseguir ajustando la amplitud del campo eléctrico entre los espejos. Esta oscilación corresponde a una evolución periódica del sistema átomo-campo entre los estados |e,0> y |g,1>, que describen, respectivamente, el átomo en el estado *e* en presencia del vacío y en el estado *g* en presencia de un solo fotón. Puede interpretarse —según hemos visto en el capítulo anterior— como un efecto de interferencia cuántica entre las amplitudes de probabilidad asociadas a dos caminos seguidos por dicho sistema en el diagrama de energía del átomo revestido por el campo de la cavidad. Para observar esta oscilación, el fotón debe sobrevivir entre los espejos durante un tiempo largo en comparación con el periodo $1/\nu_{R,0}$, que es de veinte microsegundos. Esto pudimos comprobarlo ya en 1996, con una cavidad que aún era imperfecta y solo retenía los fotones durante unos cien microsegundos.

Cada átomo circular atravesaba la cavidad siguiendo una trayectoria horizontal. Lo inyectábamos en el estado *e* y dejábamos que interactuase con el campo de la cavidad durante un tiempo *t* fijado, antes de interrumpir el acoplamiento átomo-campo modificando bruscamente el campo eléctrico entre los espejos. Al dejar de satisfacerse la condición de resonancia, la evolución del sistema se congelaba en ese instante y se detectaba por ionización el átomo a la salida de la cavidad en el estado que había alcanzado en el instante *t*.

Al repetir el experimento un gran número de veces se obtenía la probabilidad de hallar el átomo en el instante *t* en el estado *e* o *g*.

Cambiábamos entonces el instante de observación y repetíamos la toma de datos para otro instante, *t'*. Obteníamos así la probabilidad de hallar el átomo en *e* o *g* en función del tiempo, que presentaba la señal típica de oscilación que esperábamos con impaciencia desde nuestros experimentos de máser con átomos de Rydberg, una decena de años antes. El intercambio coherente de un cuanto entre el átomo y la cavidad podría verse como un juego de ping-pong cuántico, cuya primera observación nos fascinó.

Entonces solo observamos tres o cuatro oscilaciones. Esta cifra estaba limitada por la vida media del fotón y también por el tiempo, del orden de un centenar de microsegundos, que cada átomo tardaba en cruzar la cavidad, que se movía a una velocidad térmica de entre 200 y 300 m/s. Desde entonces hemos observado muchas más oscilaciones de Rabi en el vacío haciendo interactuar átomos lentos, enfriados por láser, con cavidades de gran factor de calidad. Estos se inyectan en su interior verticalmente de abajo arriba y la atraviesan en medio milisegundo, lo que permite en la actualidad contar hasta 20 hermosas oscilaciones.

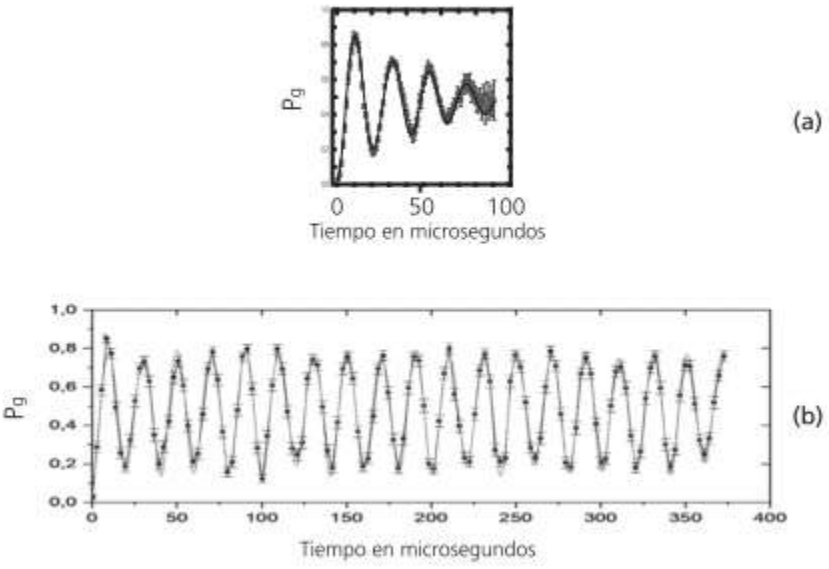


FIGURA 7.3. Oscilaciones de Rabi en el campo del vacío. (a) Señal observada en 1996 con átomos de Rydberg circulares atravesando la cavidad en unos 100 microsegundos. La vida media del fotón en la cavidad es de 220 microsegundos. Al inyectar en una cavidad vacía los átomos uno a uno el estado *e* y repetir el experimento un gran número de veces para valores crecientes del tiempo de interacción átomo-cavidad, se observa que la probabilidad de hallar cada partícula en el estado *g* en función del tiempo oscila de manera regular, mostrando una especie de pingpong cuántico: el átomo y el campo intercambian un cuanto de energía que pueden recuperar. En los máximos y los mínimos de la oscilación, el sistema átomo-campo se encuentra en los estados |*g*,1> y |*e*,0>, respectivamente. Y entre ambos, está en un estado entrelazado entre el átomo y el campo (Brune et al., *Physical Review Letters*, 1996, n.º 76, p. 1.800). (b) La misma señal observada con átomos de Rydberg circulares «fríos» en una cavidad que retiene el fotón durante 10 milisegundos. En este experimento, el chorro atómico es vertical. Los átomos de rubidio se enfrían por radiación láser en una trampa MOT situada bajo la cavidad. Se inyectan en esta con una velocidad de 8 m/s usando un pulso de láser vertical y, una vez en su interior, se disponen en un estado de Rydberg circular al someterlos a una excitación óptica seguida de una interacción con un campo de radiofrecuencia con polarización circular, producido por los electrodos que rodean los espejos de la cavidad. El juego de ping-pong cuántico es ahora mucho más largo, con una veintena de intercambios en lugar de tres o cuatro (experimento de Fréderic Assemat y Sébastien Gleyzes, 2019).

La oscilación de Rabi en el campo del vacío crea un entrelazamiento cuántico entre el átomo y el campo. Se puede regular el tiempo de interacción entre estos dos sistemas para que se encuentren en el estado |e,0> + |g,1> cuando el átomo sale de la cavidad, lo que presenta las correlaciones cuánticas a distancia que Einstein había analizado en el célebre artículo EPR (véase el capítulo 5). Para generar este entrelazamiento, basta un cuarto de oscilación de Rabi, por lo que ya en 1996 pudimos hacer los experimentos que demostraron este fenómeno.

TEJIDO CUÁNTICO

La posibilidad que se nos presentó de estudiar el entrelazamiento cuántico entre el átomo y el campo era apasionante, porque nos acercó a una

corriente de investigación que experimentaba un intenso desarrollo en aquella época, la de la información cuántica, que buscaba sacar provecho de la lógica subatómica para renovar los métodos de cálculo y de comunicación. La manipulación de sistemas cuánticos individuales se vio entonces bajo una nueva luz.

La oportunidad de registrar información en sistemas cuánticos que podían manipularse y detectarse usando los métodos que los investigadores que trabajaban con iones, átomos o fotones desarrollaban en sus laboratorios estimuló la imaginación de informáticos y matemáticos, que inventaron algoritmos que hacían uso de la extrañeza cuántica para calcular o comunicarse con mayor eficacia o rapidez de lo que permitían los dispositivos clásicos.

A la inversa, la aparición de estos algoritmos llevó a los físicos atómicos a orientar sus investigaciones hacia la información cuántica y a presentar sus experimentos como demostraciones de procedimientos elementales de cálculo o de comunicación cuánticos. Artur Ekert, un teórico inglés de la información cuántica, tuvo un papel importante a mediados de los años noventa en el acercamiento entre los experimentadores en física atómica y la comunidad informática. Un día me explicó, con ocasión de un congreso donde nos encontramos, que nuestro montaje experimental de átomos de Rydberg en cavidad era un dispositivo ideal para conseguir un puerto cuántico, el elemento básico de lo que podría ser un ordenador cuántico. Salí de aquella conversación con la impresión de que, como monsieur Jourdain, que escribía prosa sin saberlo, ¡yo estaba a punto de hacer información cuántica sin ser consciente de ello!

En cierta medida, la investigación fundamental que tanto nos gustaba estaba tomando un cariz más aplicado. Debo decir que mi grupo y yo nos resistimos un poco a esta tendencia, porque pensábamos que aún quedaban

muchos puntos fundamentales por aclarar antes de considerar sus posibles usos. Estimábamos también que, al presentar demasiado pronto nuestros trabajos como algo que llevaría necesariamente a esas aplicaciones, nos arriesgábamos a «sobrevenderlos», cosa que es un problema recurrente en la investigación.

Sin embargo, mientras continuábamos mejorando nuestras cavidades, seguimos la moda de la información cuántica y orientamos algunos de nuestros trabajos en esta nueva dirección, aprovechando las características de las oscilaciones de Rabi en el campo del vacío. Nos interesamos en particular por las propiedades de los estados entrelazados de la forma |e,0> + |g,1>, preparados por esta oscilación cuando se limita a un cuarto de periodo de Rabi.

Al detectar el átomo a la salida de la cavidad, provocábamos el *colapso a distancia* del campo en un estado fotónico correlacionado con el estado atómico medido. Si encontrábamos el átomo en el estado *e*, el campo estaba vacío; si observábamos el átomo en *g*, tenía un fotón. Si se mezclaban los estados atómicos *e* y *g* usando un pulso de microondas una vez que el átomo había salido de la cavidad, la medición final de este dejaba entonces el campo en el estado |0> + |1> o |0> – |1>.

Podíamos también preparar una superposición coherente de estados fotónicos enviando a la cavidad un átomo en el estado superpuesto |e> + |g> antes de someterlo a un pulso de Rabi de un semiperiodo en el campo del vacío. El resultado de tal operación era fácil de prever apelando al principio de superposición: el átomo en el estado |e> debía, tras una semioscilación y después de haber depositado un fotón en la cavidad, encontrarse en el estado |g>. Si, por el contrario, estaba en el estado |g>, debía permanecer así y dejar la cavidad vacía. Si estaba dispuesto en la superposición de estos dos estados, a la salida debíamos obtener de nuevo la superposición de las

dos situaciones, un estado en que el átomo volvía a salir en |g>, con un campo dispuesto en el estado |0> + |1>. A la inversa, este estado podía transformarse de nuevo en una superposición atómica enviando un segundo átomo a través de la cavidad en el estado *g*, en que experimentaba también una semioscilación de Rabi. Estos experimentos demostraron el funcionamiento de una memoria cuántica, que registra el estado cuántico de un átomo en el campo de la cavidad y, a continuación, vuelve a leerlo con la ayuda de otro átomo.

Continuando con estos estudios llegamos también a entrelazar, gracias a su interacción con el campo, dos, e incluso tres, átomos sucesivamente en el aparato. Estos experimentos de «tejido cuántico» hacían uso de la combinación de pulsos de Rabi que duran un cuarto de periodo (pulso de Rabi $\pi/2$), un semiperiodo (pulso π) y un periodo entero (pulso 2π). Se podían entender como demostraciones de las etapas elementales del tratamiento cuántico de la información. La pericia adquirida a lo largo de los años noventa en el arte de manipular átomos y fotones nos fue muy útil a la hora de realizar los experimentos de física fundamental que planeamos, en los que una cavidad atrapaba los fotones durante más de una décima de segundo.

¿CÓMO VER LOS FOTONES SIN DESTRUIRLOS?

Durante todos estos años, nuestro sueño seguía siendo manejar con destreza fotones y átomos para controlar la luz sin destruirla y preparar estados exóticos del campo en nuestra cavidad. En 2006 este sueño se hizo realidad. Antes de describir nuestra investigación, volvamos un momento al mundo virtual de los experimentos mentales. Eso nos permitirá introducir

simplemente los principios que nos han guiado en la elaboración de nuestros métodos de control no destructivo de la luz. La idea directriz es que hay que evitar como sea que la medición del campo se base en un simple intercambio de energía entre la luz y la materia. Hemos visto que, en ese caso, los fotones son destruidos, por lo que es necesario extraer información de ellos de una manera más delicada. La primera idea que viene a la mente es detectar no la energía de los fotones, sino su momento.

Imaginemos que nuestros espejos enfrentados sean libres de moverse en el espacio, en un sistema de referencia inercial, lejos de toda masa gravitatoria, y que unos fotones cautivos entre ambos van y vuelven sin experimentar ninguna pérdida al reflejarse. A cada rebote sobre los espejos, el momento de los fotones cambia de signo y la conservación de esta cantidad implica que aumenta el momento de los propios espejos. Bajo el efecto de esta presión de radiación, la cavidad sufre una expansión continua, y la separación entre los espejos va aumentando con el paso del tiempo. Así pues, midiendo la fuerza sobre los espejos, en principio se podría contar los fotones que rebotan en la cavidad sin destruirlos. Pero este es, por supuesto, un experimento virtual, aún más imposible de realizar en la práctica que el de la caja de fotones de Einstein.

Obsérvese que la conservación de la energía desempeña aquí un papel importante. La aceleración de los espejos va acompañada de un aumento de su energía cinética. Esta solo puede tomarse de la de los fotones, cuya frecuencia debe disminuir tras cada rebote sobre los espejos. Este desplazamiento hacia el rojo del color de la luz cautiva en la cavidad no es en realidad más que un efecto Doppler. Un observador montado en uno de los espejos en movimiento la vería desplazada hacia longitudes de onda más largas, un desplazamiento que se duplicaría tras el rebote. La expansión de la cavidad va, por tanto, acompañada de una expansión de la longitud de

onda de los fotones que contiene, exactamente como la expansión del universo ha ocasionado el desplazamiento cosmológico hacia el rojo de la radiación del Big Bang.

Dado que mantener una cavidad flotando en el espacio intersideral es poco práctico, imaginemos un experimento un poco más realista. Nuestros espejos están ahora fijos en nuestro laboratorio, en la tierra, y mantienen atrapado un conjunto de fotones de luz visible que rebotan sin pérdida entre ellos. Supongamos que insertamos entre los espejos una fina lámina de vidrio perfectamente transparente. La velocidad de propagación de los fotones se divide en ella por un factor igual al índice de refracción del vidrio, lo que altera la longitud de onda de la radiación en el interior de la lámina. Pero, como sucede con una cuerda de violín fijada entre dos puntos, es necesario siempre que el modo del campo contenga un número entero de valles entre los espejos, que no se han movido. Para compensar el alargamiento del tiempo de propagación en la lámina, es preciso que la longitud de onda del campo disminuya en su exterior, lo que impone que la frecuencia de este se desplace ligeramente. La inserción de la lámina va acompañada, pues, también aquí, de un pequeño intercambio de energía entre los fotones y la materia.

Un examen más detallado del experimento muestra que los fotones sufren una ligera desviación si pasan por el borde de la lámina en el momento de insertarla en el modo, lo cual modifica su momento y, a su vez, el de la lámina en sentido inverso, en virtud del principio de acción y reacción. El trabajo de esta fuerza que actúa sobre la lámina altera ligeramente su energía cinética. Si se pudiese medir este cambio, también se realizaría una cuenta no destructiva de los fotones. Así que el experimento mental recuerda al de la ranura móvil del interferómetro de Young descrito

en el capítulo 5. Tampoco este es factible en la práctica, pero nos acerca a la realidad.

Sustituyamos la macroscópica lámina transparente, que no absorbe la luz visible, por un solo átomo de Rydberg *no resonante* con un campo de microondas alojado en nuestra cavidad. La fuerza que experimenta este por parte del campo va, a semejanza de lo que ocurre con el vidrio, a traducirse en un pequeño cambio de la energía del átomo. Detectando este cambio, podrá extraerse una información sobre el número de fotones presentes en la cavidad sin destruirlos. Por supuesto, será necesario que el átomo sea extraordinariamente sensible al campo electromagnético, una propiedad que posee nuestro átomo de Rydberg circular.

Reparemos, sin embargo, en que, aunque no los aniquila, la medición perturba los fotones que se observan así. Como en el experimento virtual de la lámina transparente, la frecuencia de los fotones resulta ligeramente alterada durante el tiempo en que interactúan con el átomo que los sondea. Este efecto va a permitirnos controlar la fase del campo en la cavidad para ponerlo en un estado cuántico que recuerda a la situación del famoso gato de Schrödinger, suspendido entre dos estados clásicamente diferentes. Contar fotones sin destruirlos y estudiar los estados ambiguos que el científico austriaco consideraba extravagantes curiosidades teóricas constituyen, pues, experimentos relacionados que revelan aspectos complementarios y fundamentales de la física cuántica.

VIDA Y MUERTE DE UN FOTÓN

El experimento más simple que realizamos durante el verano de 2006, desde que pudimos atrapar el campo en nuestra supercavidad, consistió en

detectar por primera vez de forma continuada un fotón sin destruirlo. Utilizamos para ello átomos circulares no resonantes con el campo, que desempeñaban el papel de la lámina transparente mencionada más arriba. Enviándolos uno a uno a la cavidad, cuyos espejos estaban enfriados a 0,8 kelvins, medimos la radiación térmica residual del modo de la cavidad. La ley de Planck predice que a esta temperatura el campo en la cavidad debe estar vacío (con una probabilidad del 95 por ciento) o contener un solo fotón (con una probabilidad del 5 por ciento). Así pues, el número de fotones es, en este caso, un parámetro binario (que toma los valores 0 o 1) y la cavidad solo contiene, excepcionalmente, dos fotones o más. Por tanto, tuvimos que diseñar un procedimiento óptimo mediante el cual el átomo, también un sistema binario, se encontrara a la salida de la cavidad en el estado circular *e* ($n = 51$) si tenía un fotón en el modo, o en el estado *g* ($n = 50$) si la cavidad estaba vacía.

El campo de la cavidad debía así controlar el estado del átomo sin ser absorbido en el proceso. Si este anunciaba la presencia de un fotón, otros átomos que le sucedieran en la cavidad debían confirmar ese resultado. Es lo que se llama en la jerga de la física una medición cuántica no destructiva (*quantum non demolition*, en inglés). Este tipo de proceso es fundamentalmente diferente de la fotodetección ordinaria, que tras el clic indicador de la presencia de un fotón dejaría la cavidad vacía para el átomo sonda siguiente.

Intentamos el experimento por primera vez el 11 de septiembre de 2006, día en que yo cumplía sesenta y dos años. En plena cena de cumpleaños, me llamó por teléfono Stephan Kuhr, el posdoctorando alemán que dirigía el experimento aquella tarde, para avisarme de que, después de una jornada de delicados ajustes, estaba listo para comenzar las mediciones. Antes de tomar la tarta, me precipité al laboratorio, y llegué a tiempo de ver aparecer

en la pantalla del ordenador que controlaba el experimento la señal tan esperada: una secuencia telegráfica de barras verticales rojas, que indicaban que los átomos salían de la cavidad en el nivel *e* —es decir, que esta contenía un fotón—, seguida de una serie de barras azules, correspondiente al nivel *g*, lo que implicaba que la cavidad estaba vacía.

El experimento se repetía cada segundo, mostrando cada vez una traza diferente, siempre con intervalos rojos separados por intervalos azules. Las series rojas, provenientes de centenares de átomos que atravesaban la cavidad uno tras otro, mostraban con claridad que el método era no destructivo para la luz. Estadísticamente, la duración media de los intervalos rojos ocupaba un 5 por ciento del tiempo total de observación y la de los intervalos azules, un 95 por ciento. Todas las propiedades de la ley de Planck aparecían directamente ante nuestros ojos. Era inenarrable la alegría de constatar, después de tantos años de esfuerzos, que la naturaleza nos revelaba una de sus propiedades fundamentales. Volví a casa para anunciar la noticia a Claudine y al resto de la familia, que me esperaban bromeando sobre la manía que tienen los físicos de trabajar a horas intempestivas. El champán que corrió aquella noche celebraba tanto el cumpleaños como el éxito del experimento. También llevé champán más tarde a la ENS, donde lo bebimos —con moderación— mientras continuamos registrando durante toda la noche estos primeros datos, de los que no podíamos apartar la vista.

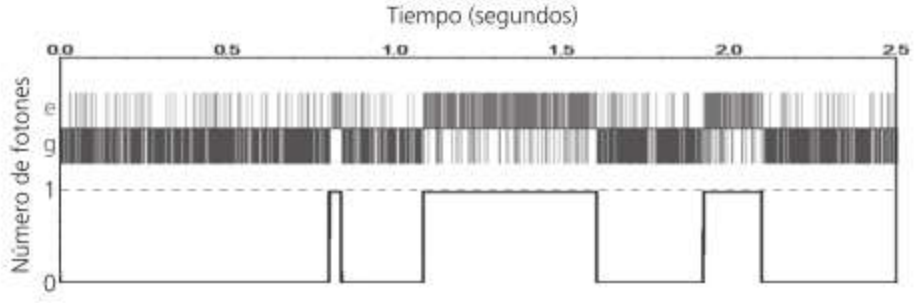


FIGURA 7.4. Vida y muerte de un fotón. Los átomos, pasando uno tras otro por la cavidad al ritmo de 200 por segundo, miden sin destruirlos el número de fotones (0 o 1) atrapados entre los espejos (a la temperatura del experimento, la probabilidad de que la cavidad contenga dos o más fotones es despreciable). Las barras rojas (aquí, *arriba*) y azules (*abajo*) corresponden a átomos detectados, respectivamente, en los estados *e* (*n* = 51) y *g* (*n* = 50). La señal se compone de series de aquellos que están en su mayoría en el mismo estado, interrumpidas por saltos cuánticos que corresponden al nacimiento o la muerte de un fotón. La aparición de átomos en el nivel opuesto al de la mayoría se debe a imperfecciones experimentales. El fotón detectado en el centro de esta traza sobrevivió más de medio segundo (tres veces la vida media de aquellos en nuestra cavidad) (*Nature*, 2007, n.º 446, p. 297).

¿Cómo podemos transcribir la información del número de fotones al estado de los átomos de Rydberg que pasan entre los espejos? La frecuencia de la transición entre los niveles *e* y *g* está en ligero desacuerdo con la del modo de la cavidad. Un desacuerdo con frecuencia δ de un centenar de kilohercios es suficiente para que cualquier absorción de fotones por parte del átomo sea insignificante. Cada uno de estos, vuelto así «transparente», modifica por un efecto de índice la frecuencia del campo, como lo haría una lámina microscópica de vidrio insertada en la cavidad. Esta frecuencia aumenta o disminuye ligeramente en una cantidad Δv del orden de algunos kilohercios, según si el átomo de Rydberg se encuentra en el nivel *e* o *g*. El valor de este desplazamiento de frecuencia depende la diferencia δ de frecuencia entre el átomo y el modo de la cavidad, y puede ajustarse con

precisión. La energía total de la cavidad cuando contiene N fotones varía, por tanto, en $\pm Nh\Delta\nu$. Por conservación de la energía, cuando el átomo se encuentra entre los espejos, su energía cambia en la misma cantidad, proporcional al número de fotones. Este efecto no es otro que el desplazamiento lumínico descubierto por Claude Cohen-Tannoudji, que hemos visto que tiene un importante papel en los experimentos de refrigeración de átomos por láser.

De esta manera, el desplazamiento de frecuencia del campo y el de las energías atómicas son dos efectos complementarios, que expresan en cierto modo el principio de acción y reacción en los procesos de interacción no resonante entre materia y luz. La medición del número de fotones se reduce, pues, a la de la energía $Nh\Delta\nu$ transferida del campo al átomo en el curso de esta interacción no resonante, que es pequeñísima en comparación con la energía total del campo, $Nh\nu$. El desplazamiento relativo de frecuencia de la cavidad inducido por un átomo, $\Delta\nu/\nu$, es en efecto del orden de 10^{-7}, una diezmillonésima. El precio en energía que hay que pagar por determinar el número de fotones en la cavidad es minúsculo comparado con el que costaría una medición por efecto fotoeléctrico, que absorbería los fotones de la cavidad.

De hecho, si se analiza con detenimiento, la medición no destructiva no cuesta nada. Le energía $Nh\Delta\nu$ solo se intercambia transitoriamente entre el campo y el átomo: cuando este sale de la cavidad después de haberla atravesado, la materia y la luz dejan de interactuar y cada uno de los dos sistemas recupera su energía inicial, sin que el número de fotones haya cambiado. Por ello, es más exacto decir, si queremos recuperar la metáfora del trueque, que el átomo toma prestada una pequeñísima fracción de la energía del campo durante un corto instante y la restituye antes de ser

medido. Este breve préstamo le permite registrar una información preciosa sobre el número de fotones que luego hay que descodificar.

Un método clásico para realizar esta descodificación consistiría en medir el efecto directo de la fuerza que el campo ejerce sobre el átomo, que lo frena o lo acelera transitoriamente en su movimiento, según si la energía aumenta o disminuye mientras pasa entre los espejos. En lugar de hacer esta medición directa, algo casi imposible, aplicamos un método de interferometría cuántica basado en la medición de la fase de una superposición de estados atómicos que atraviesan la cavidad. Antes de que cada átomo entre en esta, se lo somete en otra pequeña cavidad auxiliar, R_1, a un pulso de microondas $\pi/2$ que lo lleva desde el estado g a una superposición con pesos iguales de los dos estados de Rydberg circulares, e y g. Esta situación corresponde, como hemos visto, a un dipolo eléctrico que gira en el plano de la órbita circular a la frecuencia de la transición atómica *desplazada* en la cantidad $2N\Delta v$ cuando en la cavidad hay N fotones (uno de los niveles se desplaza $+Nh\Delta v$ y el otro la cantidad opuesta, $-Nh\Delta v$, de ahí el factor 2 en la expresión del desplazamiento de frecuencia de la superposición).

La información sobre el número de fotones está, por tanto, inscrita en la fase de este dipolo giratorio. Así, la acumulación de fase inducida por el campo de N fotones durante el tiempo T que pasa el átomo entre los espejos es $2N\Delta vT$. La sensibilidad de los átomos de Rydberg circulares al campo es tan grande que el *desfase por fotón*, $2\Delta vT$, puede alcanzar el valor π (es decir, 180º). Para medir la fase de la superposición de estados, se aplica un segundo pulso de microondas al átomo a su salida de la cavidad, en una auxiliar y más pequeña, R_2, idéntica a R_1. A continuación, se mide el estado final del átomo en un detector de ionización situado detrás de R_2, siendo el resultado una información binaria que indica que la partícula se encuentra

en *e* o *g*. El conjunto de cavidades auxiliares, R_1 y R_2, que flanquean aquella que contiene los fotones constituye un interferómetro de Ramsey, llamado así por el físico estadounidense, alumno de Rabi y mentor de David Wineland, que lo inventó, en 1949, para medir con precisión la fase cuántica de un sistema que oscila entre dos niveles.

Entre su preparación inicial, en el estado *g*, y su detección final, en *e* o en *g*, el átomo sigue dos caminos cuyas amplitudes de probabilidad interfieren con el dispositivo. Si lo encontramos al final en *e* es porque ha pasado de *g* a *e* en R_1 y ha permanecido en *e* al atravesar R_2, o porque ha permanecido en *g* después del pulso R_1 y ha transitado de *g* a *e* en R_2. En el primer caso, estaba en el estado *e* en el interior de la cavidad; en el segundo caso, la ha atravesado en el estado *g*. Como el experimento no puede proporcionar ninguna información sobre el estado del átomo entre R_1 y R_2, las amplitudes de probabilidad asociadas a estos dos caminos se suman, dando lugar a un fenómeno de interferencia. Para observarlo, basta con hacer un barrido en el entorno de la frecuencia atómica ν_0 con la frecuencia ν de la microonda auxiliar realizando los pulsos $\pi/2$ en R_1 y R_2. La probabilidad de encontrar el átomo en *e* varía periódicamente entre 0 y 1 cuando se hace el barrido con ν, constituyendo lo que se llama una señal de franjas de Ramsey. Estas son tanto más finas cuanto más separados en el tiempo estén los dos pulsos R_1 y R_2. La sensibilidad de las franjas ante débiles variaciones de ν es, por tanto, mayor cuanto más lento es el átomo, que tarda más tiempo en atravesar la cavidad al pasar de R_1 a R_2. Si en lugar de registrar la probabilidad de encontrarlo en *e*, se mide la de detectarlo en *g*, se observan las franjas de Ramsey en contrafase: los dos conjuntos de franjas simplemente intercambian sus máximos y mínimos.

El interés de este método interferométrico reside en su sensibilidad a la variación de la fase de la superposición de estados estudiada. Cuando la

diferencia de fase entre las dos amplitudes de probabilidad cambia en π, las franjas de Ramsey se desplazan exactamente una semifranja: un máximo de probabilidad se convierte en un mínimo. Regulando la diferencia de frecuencia del átomo de Rydberg con la cavidad para que el desfase por fotón $2\Delta vT$ sea igual a 180º, se obtienen franjas en contrafase según si la cavidad contiene 0 o 1 fotón. Fijando v para encontrar con seguridad el átomo en e cuando la cavidad contiene 1 fotón, se detecta con certeza en g si esta está vacía. Este es el reglaje ideal que nos permitió obtener las señales observadas aquel 11 de septiembre de 2006. Observemos que, si la cavidad contiene un número mayor de fotones, el interferómetro de Ramsey así calibrado mide de hecho la paridad de dicha cantidad, dado que todos los átomos son detectados en e si $N = 1, 3, 5...$ y en g si $N = 0, 2, 4...$

La analogía entre los interferómetros de Ramsey y de Young es llamativa: las zonas de Ramsey R_1 y R_2 tienen un papel similar al de las dos ranuras de Young. La imposibilidad de saber en cuál de las dos el átomo ha experimentado la transición de g a e mantiene la ambigüedad cuántica que conduce a la observación de las franjas de Ramsey, al igual que es la incapacidad de saber por qué ranura pasa la partícula en el experimento de Young lo que permite construir estadísticamente en la pantalla las franjas de interferencia. Cambiar la acumulación de la fase del dipolo eléctrico entre R_1 y R_2 depositando un fotón en la cavidad es análogo a la interposición de una lámina transparente tras una de las dos ranuras de Young. Al cambiar la diferencia de recorrido entre los dos caminos, esta lámina va desplazando las franjas, igual que el fotón en la cavidad desplaza las franjas de Ramsey. Obsérvese también la complementariedad de las funciones del átomo y del campo; la materia y el campo desempeñan mutuamente el papel de una lámina dispersiva: el átomo cambia la fase (y, por tanto, la frecuencia) del

campo, mientras que el fotón modifica la fase de la superposición atómica que atraviesa la cavidad.

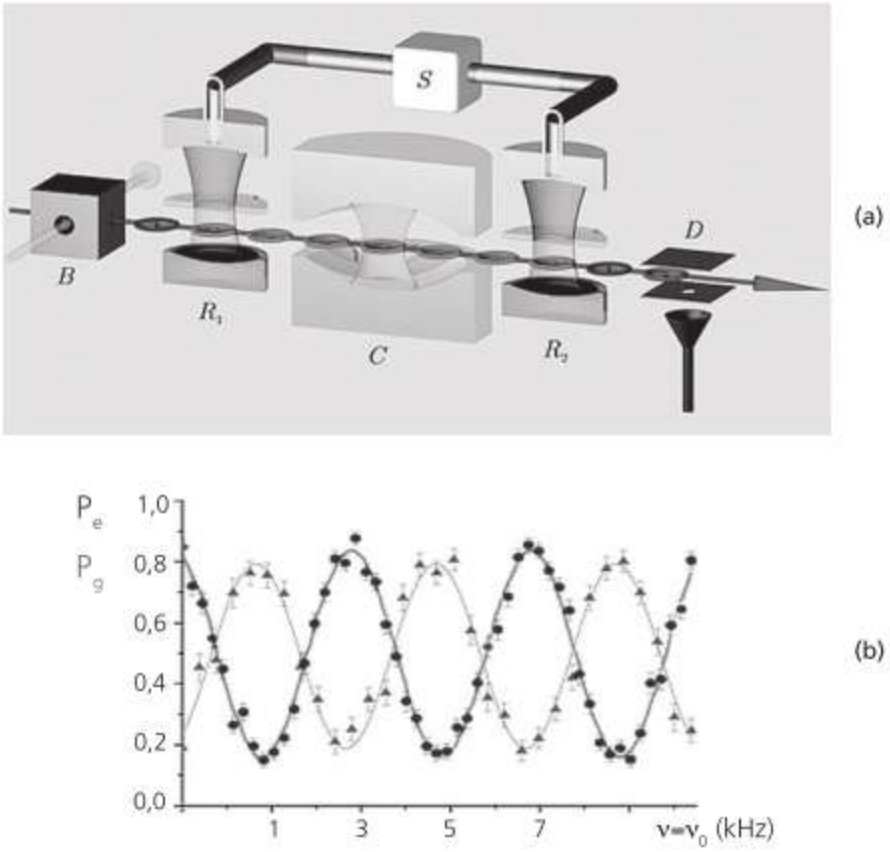


FIGURA 7.5. El interferómetro de Ramsey utilizado para contar los fotones sin destruirlos. (a) Diagrama del dispositivo: los átomos circulares, producidos en la caja *B*, atraviesan la cavidad *C* antes de ser detectados en *D* (la ionización en un campo eléctrico mide de manera selectiva los estados *e* y *g*). Antes y después de atravesar *C*, los átomos se someten a dos pulsos de microondas π/2 en las cavidades auxiliares, R_1 y R_2, que enmarcan la cavidad *C*. Estos pulsos de microondas son producidos por la fuente coherente *S* (*Nature*, 2007, n.º 446, p. 297). (b) Probabilidad de detectar los átomos en *e* (*puntos gris oscuro*) y en *g* (*puntos gris claro*) en función de la frecuencia *v* de esta microonda, con la que se hace un barrido alrededor de la frecuencia atómica v_0. El desfase por fotón del dipolo eléctrico es igual a π. Regulando *v* para ajustar la señal interferométrica al máximo de una franja, se detectan los átomos en un estado o en el otro según si el campo contiene un número par o impar de fotones.

El desplazamiento de frecuencia $\Delta\nu$ que experimenta la transición atómica entre los estados *e* y *g* cuando la cavidad no resonante contiene un fotón está relacionado, según la teoría del átomo revestido, con la frecuencia $\nu_{R,0}$ de la oscilación de Rabi en el campo del vacío. Puede demostrarse que, con una buena aproximación, $\Delta\nu$ es igual a $\nu_{R,0}^2/2\delta$. Cuando el desacuerdo de frecuencia δ es del orden de $2\nu_{R,0}$, lo que basta para que la probabilidad de absorción del fotón por el átomo sea despreciable, el efecto dispersivo del acoplamiento átomo-campo provoca en la transición atómica un desplazamiento de frecuencia $\Delta\nu$ del orden de $\nu_{R,0}/2$ = 25 kilohercios. El tiempo *T* necesario para que el átomo no resonante acumule en el interferómetro un desfase de π radianes por fotón es entonces de unos veinte microsegundos, del mismo orden que el que necesita, cuando es resonante, para completar una oscilación de Rabi completa en el campo del vacío. En ambos casos el átomo es capaz de adquirir la información sobre el fotón en un tiempo brevísimo, del orden de una milésima de la vida media del campo en la cavidad. Esta sensibilidad extrema del átomo al campo de microondas ha resultado esencial para todos los experimentos de contaje y manipulación de fotones mediante electrodinámica en cavidad que hicimos a partir de 2006.

REGRESO AL EXPERIMENTO DE YOUNG CON UNA RANURA MÓVIL

El desarrollo de nuestro interferómetro de Ramsey nos llevó, a principios de la década de 2000, a reflexionar sobre la diferente naturaleza de las oscilaciones de Rabi inducidas por el vacío en nuestra cavidad y los pulsos de microondas que preparaban las superposiciones de estados atómicos en las zonas de Ramsey que flanqueaban el dispositivo. El campo que hace que

el átomo alterne entre *e* a *g* en estas zonas es clásico; actúa sobre un átomo de Rydberg y lo dispone en una superposición de estados sin resultar modificado él mismo. Los fotones inyectados en estas zonas solo subsisten un tiempo muy breve y no pueden registrar ninguna información respecto al estado de los átomos sobre los que influyen. De modo que estas zonas se comportan como la ranura fija del interferómetro de Young en el experimento mental de Einstein y Bohr.

Por su parte, el campo de la cavidad, que oscila entre 0 y 1 fotón cuando la atraviesa un átomo, es el equivalente de la ranura ligera y móvil del dispositivo del experimento mental, porque su estado final está entrelazado con el del átomo. Esta diferencia nos dio la idea de fabricar un interferómetro que combina las dos formas de pulso: la primera, que mezcla los estados *e* y *g* de manera cuántica, entrelazando el átomo y el campo de la cavidad; y la segunda, que aplica al átomo un pulso clásico de microondas. Pudimos realizar así un experimento de interferencia muy próximo al que Einstein y Bohr habían imaginado con su ranura móvil.

Al hacer pasar los átomos de Rydberg circulares por este dispositivo de Ramsey modificado, constatamos la ausencia de franjas. El primer pulso dejaba información que, en principio, podía leerse sobre el camino seguido por el átomo en el aparato. Si el campo de la cavidad se hubiera encontrado en el vacío, la partícula habría atravesado el interferómetro en el estado *e*, mientras que lo habría hecho en el estado *g* si se hubiese contado un fotón en la cavidad. No era necesario que se detectase el campo para que desapareciesen las franjas; el simple hecho de que esa detección fuera posible bastaba para borrarlas.

Para completar el experimento, a continuación indujimos en la cavidad el primer pulso mediante un pequeño campo coherente de amplitud creciente acoplando el dispositivo durante un breve instante con una fuente de

microondas clásica. Para asegurarnos de que el pulso siempre hacía que los átomos efectuasen un cuarto de oscilación de Rabi, disminuimos el tiempo de interacción de estos en la cavidad en proporción inversa al aumento de la amplitud del campo cuántico así generado. Constatamos entonces una reaparición progresiva de las franjas a medida que se aumentaba la amplitud. En cuanto el campo de la cavidad contenía de media unos pocos fotones, el hecho de si el átomo dejaba o no en ella un fotón de más ya no era detectable y podían darse interferencias. Del mismo modo, en el experimento mental de Young, veríamos que las franjas se acumulaban con un contraste creciente a medida que se aumentara la masa de la ranura móvil para hacerla cada vez más clásica. Ilustramos así el principio de complementariedad siguiendo lo más fielmente posible los argumentos que Einstein y Bohr intercambiaron en 1927.

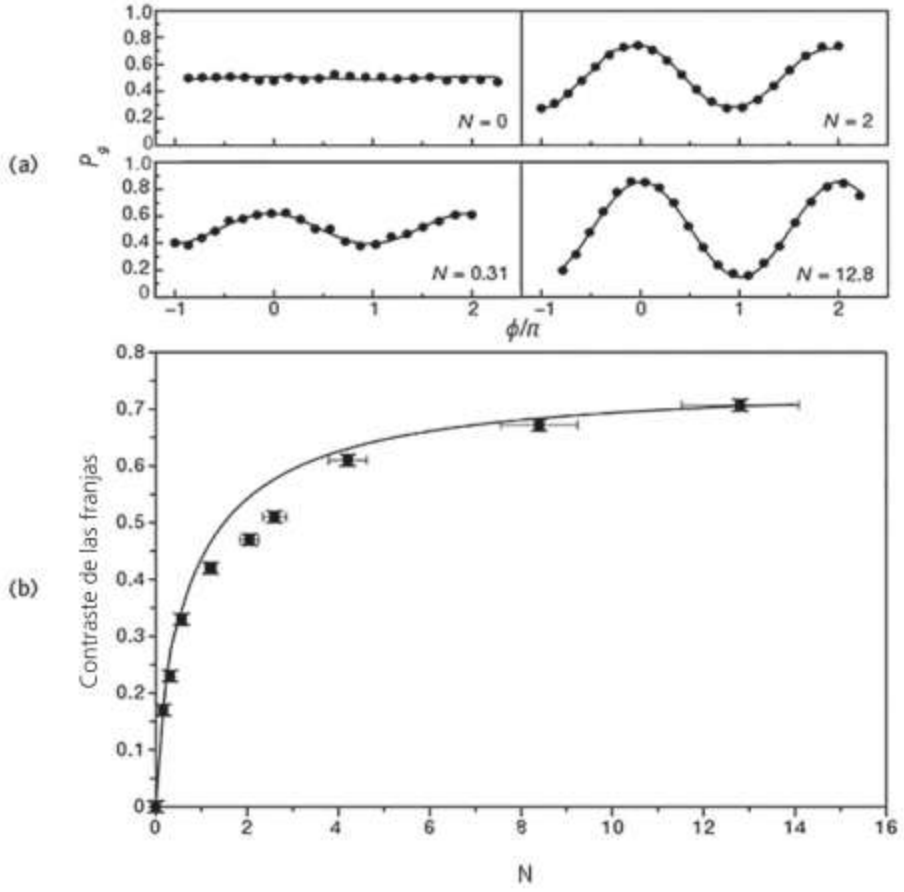


FIGURA 7.6. (a) Franjas de un interferómetro de Ramsey en el que el primer pulso π/2 se produce en un campo coherente que contiene, de media, un número muy pequeño de fotones, *N*, y en el que el segundo pulso es clásico. Se crea así el equivalente del experimento mental de Young con una pequeña ranura móvil. Vemos que el contraste de las franjas, nulo para $N = 0$, aumenta progresivamente a medida que crece el campo. (b) Contraste de las franjas en función de *N* (puntos experimentales y curva teórica) (*Nature*, 2001, n.º 411, p. 166).

CONTAR LOS CUANTOS DE LUZ Y VER LOS SALTOS CUÁNTICOS

Volvamos ahora a los experimentos realizados con nuestra supercavidad. Tras haber observado fotones únicos sin destruirlos, generalizamos el método para contar de manera no destructiva un número de fotones superior

a la unidad. Como veremos, este trabajo presenta analogías con el otro célebre experimento mental de Einstein y Bohr, el de la caja de fotones.

Para entender bien el nuestro, debemos precisar la naturaleza del campo que inyectábamos en la cavidad. Se trataba de un pequeño campo coherente producido por una fuente clásica que emitía un pulso muy breve de microondas que se propagaba en el interior de nuestro recinto vacío en una dirección transversal al eje de los espejos. Unos pocos fotones difractados por los bordes de las superficies reflectantes caen en el modo de la cavidad y permanecen allí atrapados durante unos cien microsegundos. La preparación del campo es análoga a la excitación de una campana por una percusión breve, lo cual produce una larga vibración que se amortigua progresivamente. El campo así generado oscila con una fase definida, la de la fuente clásica que lo ha creado. En nuestros experimentos, esta fuente está muy atenuada y la cantidad de fotones inyectados en la cavidad es del orden de unas pocas unidades.

Esta cifra, así como la fase del campo, tiene importantes fluctuaciones, para respetar la relación de incertidumbre de Heisenberg, discutida en el capítulo 5. Se puede asociar a este campo coherente un número complejo cuya amplitud y fase son los promedios de las variables fluctuantes del campo cuántico. Dicho número se representa mediante un vector, una pequeña flecha en el plano de Fresnel de la radiación, como vimos en el capítulo 3. La «imprecisión» asociada a las fluctuaciones cuánticas puede describirse como una incertidumbre respecto a la posición exacta de la punta de este vector.

Las fluctuaciones cuánticas reflejan el hecho de que el campo de nuestra fuente clásica está dispuesto en una superposición coherente de estados con distintos números de fotones. Estas superposiciones y sus propiedades fueron estudiadas en detalle por el físico estadounidense Roy Glauber, a

quien se debe el nombre de estados de Glauber que se les suele dar. La probabilidad de contar los diferentes valores de N de la superposición sin destruirlos viene dada en teoría por una curva de campana, centrada alrededor de un valor medio N_m y con una dispersión de $\sqrt{—}N_m$ alrededor de ese valor. La fórmula que describe esta curva se llama *ley de Poisson*, por el matemático del siglo XIX contemporáneo de Fresnel a quien ya hemos conocido en nuestra historia de la luz. Este era partidario de la descripción corpuscular de la radiación y, como vimos, dudaba de su naturaleza ondulatoria. Resulta por ello irónico ver su nombre ligado, dos siglos más tarde, a una ley que reconcilia estos dos aspectos, al expresar cómo la física cuántica combina las dos caras de la radiación para darle tanto una fase ondulatoria como una granularidad corpuscular.

El campo coherente inducido así en la cavidad es ahora el análogo de una lámina cuántica transparente «indecisa» entre varios espesores, que desplaza el dipolo atómico en varios ángulos diferentes a la vez. Para contar el número de fotones o, si se sigue la analogía de la lámina, para medir su grosor, se envía una sucesión de átomos de Rydberg circulares al interferómetro de Ramsey. Cada uno nos da, según su detección en e o en g, una unidad binaria de información. Después de que algunas decenas de átomos hayan atravesado la cavidad, en un tiempo corto comparado con su tiempo de amortiguación, el número de fotones se reduce a un solo valor.

Sin entrar en el detalle del proceso por el que se obtiene esta información, nos limitaremos a indicar su principio. Supongamos que las franjas de Ramsey se ajustan de tal manera que el átomo solo pueda ser detectado en el estado e si hay un número N_1 de fotones en el campo. Dicho de otro modo, la fase de las franjas de Ramsey asociada a N_1 fotones se fija de forma que la detección del átomo en e tenga una probabilidad nula para este grosor de la lámina cuántica. Si se detecta el átomo en dicho estado,

solo cabe concluir que no puede haber N_1 fotones, puesto que esta eventualidad habría conducido a un resultado incompatible con la observación. Así, la información que proporciona el átomo detectado en *e* nos permite suprimir N_1 en la distribución inicial del número de fotones. Si otro átomo atraviesa el interferómetro con otro ajuste de franjas, a continuación podríamos «purgar» otro número de fotones N_2, y así sucesivamente, hasta que quedase un solo número *N*. Adquirir de este modo información *por eliminación* es un proceso que aplica lo que se conoce como la *ley de Bayes*, por el nombre del pastor inglés del siglo XVIII que fue uno de los padres de la teoría de la probabilidad. El proceso introduce este razonamiento tan potente para la evaluación de cantidades *a priori* desconocidas. El principio consiste en estimar la probabilidad de los valores de parámetros que influyen sobre un fenómeno observado y obtener así una información sobre la causa de un acontecimiento cuando se conoce la ley que la vincula a la probabilidad de tal o cual resultado de medición.

Aquí conocemos la ley que rige las probabilidades de detectar los átomos en *e* o en *g* para los diversos valores de *N*, que desempeñan en este experimento el papel de parámetro que hay que medir. Estas probabilidades, descritas por las franjas de Ramsey correspondientes a los diferentes números de fotones, son funciones sinusoidales de la frecuencia *v*, desplazadas en $4\pi\Delta vT$ cuando *N* aumenta una unidad. Escogiendo con buen criterio la fase de las franjas para cada átomo, se purgan progresivamente diferentes números de fotones, hasta acabar obteniendo el único número que ha pasado las pruebas a las que los átomos que van atravesando la cavidad someten al campo contenido en ella. Al concluir esta medición, el campo, cuya energía inicial era incierta, ha alcanzado un estado con número de fotones y energía bien definidos, lo que se denomina un estado de Fock,

en honor del físico ruso Vladímir Fock, especialista en los años cuarenta y cincuenta de la teoría cuántica de campos.

El experimento está controlado por un ordenador que adapta los parámetros del interferómetro y registra en tiempo real las detecciones sucesivas de átomos en los niveles *e* y *g*. A partir de estos datos, reconstruye, a medida que van llegando los átomos, el histograma de probabilidades de los diferentes números de fotones posibles, actualizado gracias al razonamiento bayesiano. La secuencia de estados atómicos detectados en unos pocos milisegundos, mucho antes de que el campo haya tenido tiempo de decaer, aparece como una secuencia de forma *eegeggeeeg*... que determina, a la manera de un código de barras, el número final de fotones creados por la medición.

Una vez obtenido este dato, el ordenador pasa a descifrar la información proporcionada por los átomos que se suceden en el interferómetro. Estos confirman durante un tiempo el resultado encontrado inicialmente, lo que demuestra que nuestro método de contaje es, en efecto, no destructivo. Sin embargo, termina por producirse la absorción del campo en los espejos, lo que hace que el número de fotones descienda repentinamente de N a N–1, después a N–2...y así hasta el vacío. Cada vez que se repite la medición sobre el mismo campo inicial, se genera una señal en escalones descendentes.

El escalón de partida y la duración de cada uno de ellos en esta escalera cambian aleatoriamente con cada ejecución del experimento. La rápida evolución entre dos escalones sucesivos indica un salto cuántico del campo, análogo a los que los cazadores de iones habían observado desde los años ochenta en átomos aislados. En su caso, los saltos atómicos fueron revelados por una secuencia telegráfica de fotones repentinamente interrumpida. En nuestro experimento, los saltos de fotones los indica la

variación de la señal proporcionada por una secuencia telegráfica, resultado binario de mediciones atómicas. Se invierten los papeles de la materia y de la luz, pero las mismas propiedades cuánticas se ponen de manifiesto en estos dos experimentos, que son reflejo el uno del otro.

Al repetir el mismo experimento un gran número de veces, se reconstruyen las propiedades estadísticas del campo coherente inicial. Las probabilidades de contar N fotones al principio de cada señal en escalera obedecen a la ley teórica de Poisson. La duración de los escalones de N fotones varía aleatoriamente de una ejecución a otra, con una duración media τ_N igual a T_c/N, donde T_c es el tiempo de amortiguamiento de la amplitud del campo en la cavidad. Esta ley en $1/N$ refleja la creciente fragilidad de los estados de Fock, de número de fotones bien definido, que se vuelven cada vez más difíciles de mantener en la cavidad a medida que aumenta N.

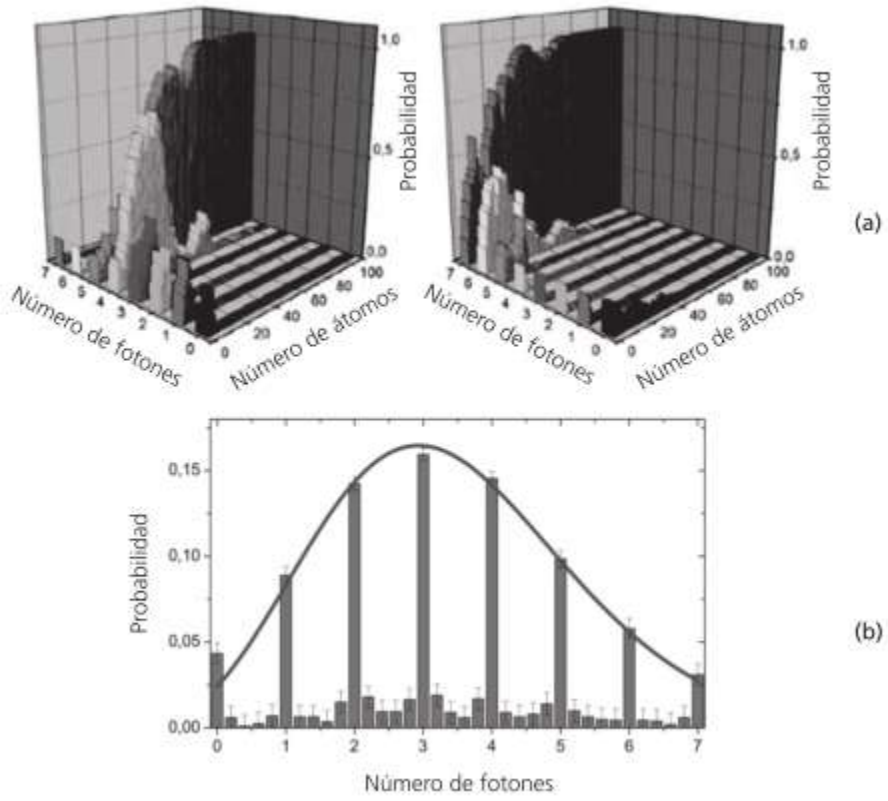


FIGURA 7.7. (a) Evolución de los histogramas que representan la probabilidad de que la cavidad contenga distintos números de fotones en función de la cantidad de átomos detectados, para dos ejecuciones del procedimiento de contaje. Al principio, la distribución es plana, entre 0 y 7, porque la única información de que se dispone es que este número es probablemente inferior a 8 (se ajusta la fuente que induce el campo en la cavidad para que el número medio de fotones en el campo coherente sea cercano a 3). A medida que se detectan los átomos en cada secuencia, la distribución del número de fotones se actualiza por inferencia bayesiana. El campo acaba convergiendo hacia 5 fotones en la ejecución de la izquierda y hacia 7 fotones en la de la derecha. (b) Histograma de la distribución del número de fotones en el campo coherente medido, reconstituido después de dos mil secuencias independientes de contaje. La curva corresponde a la ley de Poisson teórica (*Nature*, 2007, n.º 448, p. 889).

El interferómetro de Ramsey, que desempeña un papel esencial en nuestros experimentos, es el dispositivo usado en todos los relojes atómicos de microondas desarrollados desde la década de 1950. Es el caso en particular de los de cesio, que definen el segundo en el sistema

internacional de unidades y son instrumentos cruciales en el sistema de navegación GPS. Los átomos de cesio de un chorro atómico horizontal se someten a dos pulsos $\pi/2$ de microondas en la transición entre los dos niveles hiperfinos de su estado fundamental, que es de 9,2 gigahercios. La frecuencia de microondas, bloqueada en la parte superior de la franja de Ramsey central, constituye la señal del reloj que puede ser estable con una precisión de 10^{-14}.

Para afinar las franjas y aumentar aún más la precisión del reloj, una versión más moderna utiliza átomos lentos, enfriados por láser y lanzados verticalmente hacia arriba en el campo gravitatorio terrestre. Estas partículas, cuya velocidad es de unos pocos metros por segundo, forman un chorro en surtidor, que sigue una trayectoria parabólica primero ascendente y luego descendente. Experimentan los pulsos $\pi/2$ en la misma región del espacio, a la subida y después a la bajada. Al detectarlos ópticamente en su caída, se obtienen franjas cien veces más finas que con el dispositivo estándar de chorro horizontal y una estabilidad del reloj del orden de 10^{-16}, es decir, de menos de un segundo de imprecisión en la medición del tiempo a lo largo de cien millones de años.

De hecho, nuestro dispositivo experimental es un reloj atómico especial, cuyo tictac es sensible al número de fotones almacenados en la cavidad, flanqueada por las dos zonas de Ramsey. Debido a la extrema sensibilidad de los átomos de Rydberg al campo, la presencia de un solo fotón cambia el periodo del reloj en alrededor de una diezmillonésima parte, esto es, en un segundo en tres meses. Este pequeño desfase, que se obtiene sin absorción de luz, permite que nuestro reloj sea sensible a un único fotón.

Aunque nuestro aparato es conceptualmente muy diferente de la caja de fotones de Einstein y Bohr, tiene sorprendentes similitudes con ella. Ambos dispositivos miden la energía de la radiación sin destruirla, utilizando la

gravitación en el experimento mental y la interacción dispersiva entre materia y luz en el nuestro. En ambos procedimientos se emplea un reloj para determinar los instantes en que un fotón sale de la caja. En el dispositivo imaginado por Einstein y Bohr, el reloj activaba un obturador; en el nuestro, detecta el instante en que se produce un salto cuántico, que señala la desaparición de un fotón.

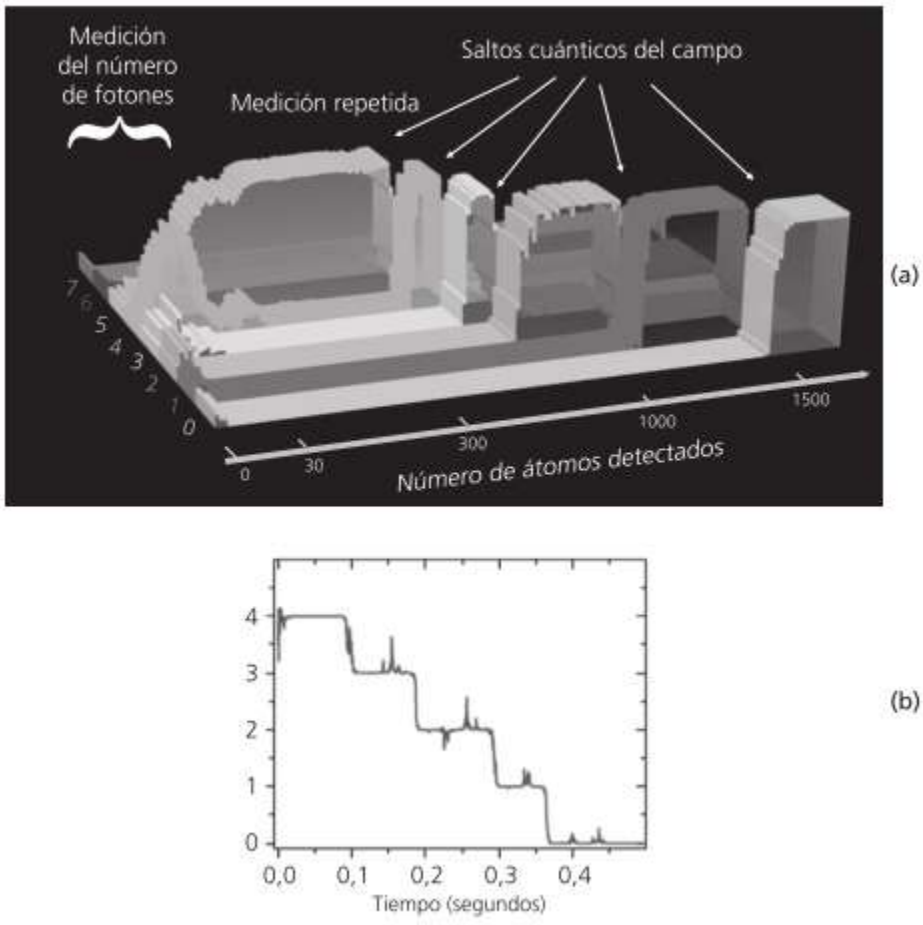


FIGURA 7.8. Observación de los saltos cuánticos del campo. (a) Evolución del histograma de la distribución del número de fotones en una secuencia de contaje larga. En esta ejecución, el número de fotones converge inicialmente hacia 5. Las mediciones repetidas tras esta convergencia confirman este valor, antes de que las pérdidas en la cavidad se manifiesten en sucesivos saltos cuánticos que van llevando el número de fotones progresivamente hacia 0. (b) Evolución del número de fotones en

otra secuencia, a partir de un estado de Fock con cuatro fotones. El decrecimiento del campo en escalones es claramente visible (*Nature*, 2007, n.º 448, p. 889).

La caja virtual de Einstein había sido concebida con el propósito de comprobar la relación de incertidumbre de Heisenberg entre el tiempo y la energía. Vimos en el capítulo 5 que un análisis detallado del funcionamiento de la caja permitió confirmar esta relación. ¿Va nuestro experimento en el mismo sentido? Este muestra que un estado de Fock con N fotones tiene una vida media $\tau_N = T_c/N$, N veces más corta que el tiempo medio, T_c, del amortiguamiento exponencial de la energía del campo en la cavidad. El análisis de Fourier nos indica que la incertidumbre sobre la frecuencia de este campo es $\Delta\nu = 1/2\pi T_c$. De ello se deduce que la energía de N fotones se define con una imprecisión $\Delta E_N = Nh\Delta\nu = N\hbar/T_c$ y que se cumple la igualdad $\Delta E_N \times \tau_N = \hbar$, acorde con la relación de incertidumbre de Heisenberg.

Nuestro experimento de contaje no destructivo de fotones ilustra los principios fundamentales de la medición cuántica. Muestra cómo se construye la información sobre el sistema cuántico observado (el campo) a partir de una interacción entre este y un dispositivo de medida (la sucesión de átomos que atraviesan el interferómetro de Ramsey). Cada átomo solo da una unidad binaria de información (un bit, en lenguaje informático), por lo que es necesario, en cuanto el número de fotones es superior a la unidad, extraer la información de una secuencia de átomos. La información se construye entonces de manera progresiva y el ordenador que controla el experimento permite seguirla, por primera vez en una medición cuántica real. Antes del sondeo irreversible que crea la información (aquí, la detección de cada átomo en *e* o *g*, un proceso aleatorio cuyo resultado solo se puede predecir estadísticamente), el sistema medido y el aparato están en un estado entrelazado. Si el campo se encuentra en una superposición de

estados con diferentes *N*, cada uno de ellos desplaza los dipolos atómicos en un ángulo diferente y el sistema global evoluciona en una superposición de estados atómicos y fotónicos correlacionados, uno fuertemente entrelazado. La medición de cada átomo hace que este se destruya una vez que ha abandonado la cavidad, lo cual suprime este entrelazamiento y «fuerza» al campo a sufrir una transformación irreversible hacia un estado que depende de la información proporcionada por el resultado obtenido (*e* o *g*). Esta evolución corresponde a lo que se llama el «colapso» del estado cuántico del campo (*collapse*, en inglés).

Al describir este proceso, he procurado no dar la impresión de que la medición se limita a revelar un resultado *a priori* desconocido, pero ya presente de manera encubierta en la cavidad. Podría pensarse que la incertidumbre inicial sobre el número de fotones es de origen estadístico, debida a un conocimiento imperfecto del sistema, y que la cantidad se desvela por el contaje, un poco como se contarían canicas en una caja.

La situación cuántica es totalmente distinta. El número de fotones *no existe* antes de ser medido, como ya hemos comentado en el contexto de los experimentos mentales. Todo lo que se puede decir es que el campo posee, en el estado de Glauber inicial, amplitudes de probabilidad de contener números diferentes de fotones. Estas son números complejos con módulo y fase, por lo que son susceptibles de interferir entre ellas en experimentos que revelan la fase clásica del campo. El número *N* que surge del proceso de medición es creado por el contaje y no existe antes de él. Toda tentativa de darle un sentido clásico conduce a inconsistencias y a paradojas del tipo de las que describimos en el capítulo 5.

Este análisis del contaje del número de fotones permite precisar lo que significa en física cuántica el calificativo de *medición no destructiva*. Durante el proceso de adquisición de información, por lo general *el estado*

del sistema cambia; por ejemplo, pasa progresivamente de un estado de Glauber, una superposición de estados de Fock de diferentes *N*, a un estado cuyo número de fotones está bien definido. La energía de este estado, *Nhv*, difiere en general de la energía media del estado coherente inicial, lo cual no quiere decir que la medición haya cambiado la energía del sistema en el sentido clásico del término. La energía del campo presenta inicialmente cierta vaguedad, debido a la dispersión de valores de *N* en la superposición de estados inicial. Esta incertidumbre es eliminada por la medición, que concentra, tras el colapso del estado del sistema, toda la probabilidad sobre un número preciso de fotones, de la misma manera que un instrumento óptico configurado para enfocar la radiación que lo atraviese vuelve nítida una imagen borrosa.

Puede que la cantidad de fotones así medida difiera en varias unidades del valor más próximo al número medio de fotones N_m en el campo coherente inicial. Estos sucesos reflejan la existencia de fluctuaciones cuánticas en la intensidad de la luz. Sin embargo, cuando se promedian las medidas de un gran número de ejecuciones del experimento, siempre se verifica que la energía del campo se conserva estadísticamente. Además, una vez fijada esta, las mediciones posteriores confirman el resultado, mientras el campo no sufra los efectos inevitables de la amortiguación. En este sentido, el método se describe como *no destructivo*.

La medición de la energía del campo no agota toda la información que este contiene. Centrado en la determinación del número de fotones, este proceso no se interesa en las relaciones de fase entre las amplitudes de probabilidad asociadas a números diferentes de fotones, sino que las destruye. Partiendo de un campo coherente con una fase definida, la medición da como resultado un campo en un estado de Fock, cuya energía es perfectamente conocida, pero cuya fase está del todo indeterminada. La

adquisición de información sobre la energía del sistema enturbia por completo la relativa a su fase, ilustrando el principio de complementariedad de Bohr. El contador de fotones que revela el aspecto corpuscular del campo es del todo insensible a su aspecto ondulatorio.

RADIOGRAFÍA DEL CAMPO CUÁNTICO

Nuestro experimento nos planteó entonces otro reto. ¿Podía, con una simple modificación del aparato, permitirnos descodificar toda la información contenida en un campo cuántico cualquiera, esto es, reconstruir su estado cuántico completo? Esto debía resultar del tratamiento de un gran número de mediciones de diferentes variables, sensibles bien a la intensidad del campo o a su fase. Dado que la medición de una variable observable borra toda información sobre la variable complementaria, no puede hacerse la reconstrucción con una sola ejecución del experimento. Hay que disponer de un gran número de sistemas idénticos dispuestos en el mismo estado y realizar sobre ellos promedios de las mediciones.

Esto pone de relieve una propiedad esencial de la física cuántica, que afirma que el estado de un sistema es un concepto estadístico y que es imposible determinar la función de onda de un sistema desconocido si no se tiene más que una realización del mismo. En otras palabras, el estado cuántico o la función de onda de un sistema no es un objeto real en el sentido clásico del término. Es una abstracción matemática que constituye la identidad cuántica del sistema, lo cual permite determinar las probabilidades de los resultados de medición que puedan efectuarse sobre él. Esta identidad cuántica no puede copiarse mediante un aparato de duplicación sin que eso conlleve el borrado de la información sobre el

sistema original; es lo que se conoce como la propiedad de *no clonación* (*no-cloning*, en inglés).

Si la clonación fuese posible, bastaría con incluir una copiadora cuántica en un instrumento que efectuara mediciones de variables complementarias sobre distintos subgrupos de copias. El estado cuántico completo se reconstruiría entonces a partir de un único sistema, lo cual otorgaría a la función de onda un carácter de individualidad y de realidad contrario a los postulados de la física cuántica. La única manera de reconstruir un estado cuántico es hacer mediciones sobre un gran número de ejemplares obtenidos mediante la preparación repetida de ese estado en sistemas físicos idénticos.

En nuestro experimento podemos generar un número ilimitado de campos en diferentes estados cuánticos. Pueden ser estados coherentes que contengan algunos fotones de media, preparados acoplando varias veces la cavidad a una fuente clásica, como vimos anteriormente, o incluso ser estados de Fock obtenidos por contaje no destructivo de fotones en estos estados coherentes. También se pueden preparar de manera reproducible diversas superposiciones cuánticas, como veremos más adelante, para lo cual se realiza una medición sobre cada una de estas ejecuciones, se deja que el campo vuelva al vacío de fotones y se repite la secuencia sobre una nueva disposición del sistema en el mismo estado inicial, y así sucesivamente.

El experimento de contaje de fotones realizado sobre estos conjuntos constituye una parte del trabajo de reconstrucción del estado. Para obtener la información complementaria sobre la fase del campo, se induce en la cavidad, inmediatamente después de la preparación del estado que se pretende reconstruir, un campo «sonda» coherente de amplitud y fase controladas. Su fuente, sintonizable y acoplada al interferómetro de

Ramsey, se convierte entonces en parte integrante de nuestro aparato de medición. El campo que se quiere medir y el campo sonda se suman en la cavidad, e inmediatamente se procede al contaje del número de fotones en el campo resultante de su interferencia. Al cabo de un gran número de mediciones repetidas, se obtiene el histograma de la distribución de probabilidad de la cantidad de fotones en dicho campo, la cual informa sobre el estado de interferencia entre el campo inicial y el campo sonda. A continuación, se repite el proceso con sondas de amplitudes y fases diferentes. Toda esta información, almacenada en el ordenador que controla el experimento, permite reconstruir el estado cuántico completo de los sistemas idénticos preparados inicialmente. El método presenta puntos comunes con la holografía, cuyo principio se ha recordado al inicio de este capítulo, ya que consiste en adquirir información sobre la fase de un campo de luz efectuando mediciones de intensidad, tras combinar este campo con otros de referencia con fase y amplitud conocidas.

Este procedimiento se conoce como *tomografía cuántica*, porque la adquisición de información es análoga al método que lleva este nombre en radiología, consistente en detectar la intensidad de rayos X transmitida por el cuerpo de un paciente al irradiarlo desde distintos ángulos, con el objetivo de reconstruir una imagen bidimensional o tridimensional. En nuestro caso, combinar el campo en cuestión con ondas de amplitudes y fases variadas equivale a modificar el ángulo con el que los rayos X irradian el cuerpo del paciente en tomografía médica, llamada en inglés *CAT-scan* (acrónimo de *computer assisted tomography*). Las intensidades que recogen los detectores del escáner de rayos X según las diferentes direcciones de irradiación son los datos en bruto que un ordenador transforma en una imagen del cuerpo radiografiado. De la misma manera, en tomografía cuántica la información contenida en los histogramas asociados a las

combinaciones del campo a medir con campos sonda, de amplitudes y fases variadas, se codifica en forma de números que el ordenador transforma en una imagen tridimensional, representación visual del estado cuántico del campo. Observando estas imágenes, podemos deducir las propiedades de los estados cuánticos así reconstruidos. Como en radiografía médica, es necesario el ojo adiestrado del especialista, y aquí me limitaré a describir lo que estas imágenes representan.

En el caso de un campo coherente, nos encontramos en un terreno conocido para un físico clásico. Su estado se representa en el plano de Fresnel, un escenario que ya vimos y estudiamos en el capítulo 3, donde un campo clásico dado se describe por un vector cuyo origen puede hacerse coincidir con el de los ejes de coordenadas. El extremo de ese vector, un punto en el plano de Fresnel, condensa toda la información sobre la amplitud y la fase determinadas de ese campo. Si se le quiere añadir una tercera dimensión a su descripción, se representará un campo clásico por un pico vertical infinitamente fino que se eleva sobre el plano horizontal de Fresnel. Cuando se tienen en cuenta las fluctuaciones cuánticas de un estado coherente, ese pico se transforma en una colina cuyo perfil matemático viene dado por una función en forma de campana, llamada función gaussiana debido al matemático alemán Carl Friedrich Gauss, a quien ya conocimos en el capítulo 3, que estudió esta función que desempeña un papel tan importante en la teoría de la probabilidad. Esta colina gaussiana está centrada en un punto que dista del origen de $\sqrt{—}N_m$ y su base, que es circular, tiene un área igual a la unidad, de forma que satisface la relación de incertidumbre entre la amplitud y la fase del campo cuántico.

El vacío es un caso particular del campo coherente, representado por una colina en el origen de los ejes del plano de Fresnel. La extensión de su base

describe entonces las fluctuaciones del campo del vacío. Los campos coherentes de amplitud finita son representados por colinas gaussianas idénticas, simplemente trasladadas al plano de Fresnel. Cuando el número medio de fotones es muy grande, el radio de la base de esas colinas, igual a la unidad, resulta despreciable en comparación con su distancia al origen y los efectos cuánticos se desvanecen. Esas imágenes pueden generalizarse a un campo cuántico cualquiera, representado en el plano de Fresnel por un paisaje de colinas de alturas positivas (por encima del plano) y de valles de profundidades negativas (por debajo del mismo). Dicho relieve puede representarse en perspectiva tridimensional o sobre una imagen en dos dimensiones codificando las altitudes con colores a la manera de los geógrafos.

La función de dos variables del plano de Fresnel que acabo de describir cualitativamente es la llamada *función de Wigner* del campo cuántico, en honor del estadounidense de origen húngaro que fue el primero en introducirla en la física cuántica. Es una suerte de función de onda de valores reales que contiene toda la información y que permite calcular las probabilidades de los resultados de cualesquiera mediciones efectuadas sobre el campo. No es necesario detallar aquí cómo se reconstruye esta función a partir de las mediciones de contaje de fotones. Me contentaré con decir que, en principio, basta con extraer de cada histograma la diferencia entre las probabilidades de encontrar allí una cantidad de fotones par o impar. Esta diferencia, un número real comprendido entre +1 y –1, da el valor de la función de Wigner en un punto del plano de Fresnel, y el conjunto de las medidas efectuadas con sondas de amplitudes y fases diferentes reconstruye la función de Wigner global del campo cuántico. La situación es más complicada en la práctica, porque las señales medidas están contaminadas con un ruido que emborrona un poco el perfil ideal de

las funciones de Wigner teóricas, pero no me detendré en los métodos clásicos de evaluación y extracción de datos que permiten minimizar los errores y obtener bellas imágenes de nuestros estados cuánticos de la radiación.

Tras haber reconstruido de este modo el estado del vacío y el de los campos coherentes de amplitudes y fases diversas, así como de haber admirado su elegante forma gaussiana, estudiamos la función de Wigner de los estados de Fock. Estos se preparaban de manera aleatoria mediante el contaje de fotones de un estado coherente. Una vez obtenido el estado deseado, las mediciones tomográficas se realizaban antes de que se produjese la amortiguación del campo y los resultados se acumulaban durante largas horas en las cuales todos los parámetros del experimento debían permanecer estables. Las funciones de Wigner de los estados de Fock aparecían como ondulaciones circulares centradas en el origen del plano de Fresnel, semejantes a las ondas que crea la caída de una piedra en la superficie de un estanque. Un pico central —positivo o negativo según si el número N de fotones es par o impar— está rodeado de ondulaciones concéntricas cuyas crestas, en número de $N/2$ o $(N+1)/2$ según la paridad de N, se sitúan en el interior de un círculo de radio igual a $\sqrt{N}$. La invariancia de estas funciones por rotación alrededor del origen muestra bien a las claras que los estados de Fock no tienen una fase preferida o, dicho de otra manera, que su fase es completamente indeterminada.

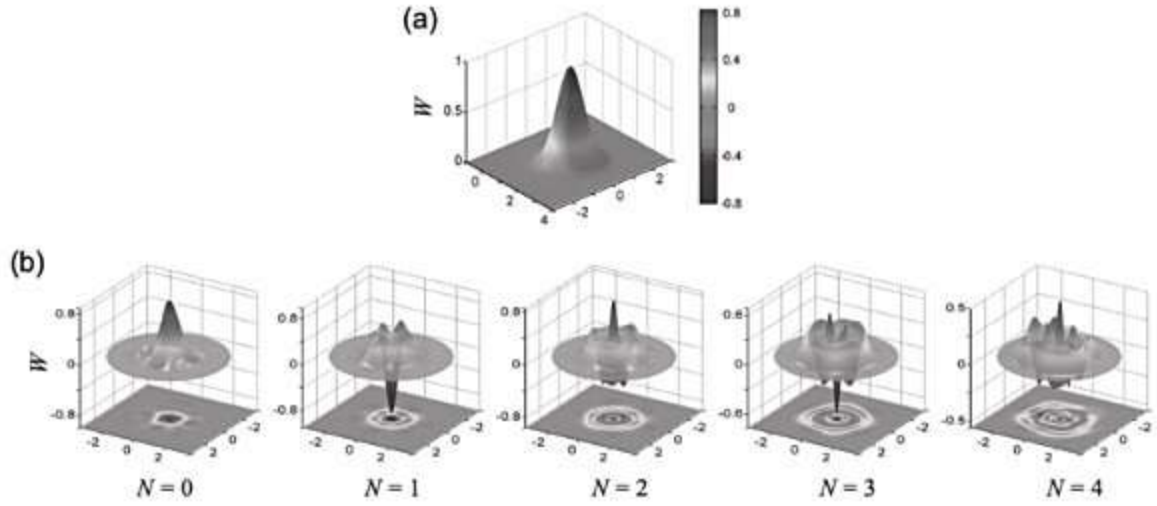


Figura 7.9. Reconstrucción experimental del estado cuántico del campo en la cavidad. (a) El campo coherente tiene una función de Wigner gaussiana. (b) Estados de Fock: el estado N = 0 se representa mediante una función gaussiana centrada en el origen del plano de Fresnel (vacío de la radiación). El estado N = 1 tiene una función de Wigner en forma de «sombrero mexicano», debido a un valor muy negativo en el centro. Los sucesivos estados de Fock (N = 2, 3, 4...) presentan ondulaciones circulares con crestas, valores positivos, y valles, negativos (estas funciones de Wigner se muestran en gris oscuro y en 3D y, debajo, en versión 2D (Nature, 2008, n.º 455, p. 510).

La presencia de picos y de valles entre las crestas donde la función de Wigner toma valores negativos indica el carácter cuántico de los estados de Fock. Siempre que esta función es positiva, como es el caso de los estados coherentes, puede considerarse de hecho como una distribución de probabilidad, equiparando la borrosidad cuántica al ruido clásico que afecta a la precisión con la que se puede determinar la amplitud y la fase del

campo. Cuando la función de Wigner cambia de signo, esta interpretación en términos de probabilidades clásicas pierde su sentido porque implicaría la absurda existencia de probabilidades negativas. Sus valles son entonces señal de propiedades fundamentales no clásicas del campo atrapado en la cavidad.

Estos aspectos no clásicos están asociados a efectos de interferencia cuántica sumamente frágiles, que se desvanecen enseguida bajo el efecto de la menor perturbación. De hecho, las ondulaciones de la función de Wigner se difuminan muy pronto respecto al tiempo de amortiguación T_c de la energía del campo en la cavidad, transformando rápidamente los estados cuánticos en mezclas estadísticas con una función de Wigner positiva, a las que se puede dar de nuevo una interpretación clásica. Este fenómeno, que lleva el nombre de decoherencia cuántica, puede entenderse cualitativamente comparando la evolución temporal de las funciones de Wigner asociadas a los estados de Fock con la de los estados coherentes. Los picos gaussianos que corresponden a estos últimos evolucionan de manera continua desde su posición inicial hacia el vacío, sin cambiar de forma, aproximándose al origen de coordenadas según una ley exponencial decreciente que describe el amortiguamiento clásico de la amplitud del campo. Esta evolución se efectúa en un tiempo medio del orden de T_c.

Por el contrario, las funciones de Wigner de los estados de Fock con N fotones cambian de aspecto muy rápidamente, en un tiempo del orden de T_c/N. La teoría muestra que sus ondulaciones se difuminan y los valles negativos desaparecen, dando lugar una cresta circular clásica cuyo radio se contrae en un tiempo del orden de T_c. Esta desaparición de las características cuánticas del campo se debe al hecho de que el estado con N fotones sufre, en un tiempo del orden de T_c/N, un salto cuántico hacia el estado N–1, que enseguida provoca que pase a su vez a N–2, y así

sucesivamente. Los instantes de estos saltos varían de una ejecución a otra del campo inicial, y la reconstrucción cuántica describe una media estadística correspondiente a todas las evoluciones posibles del sistema. Se comprende así que la función de Wigner resultante debe evolucionar muy rápidamente hacia la de una mezcla clásica de estados, análoga a la de un campo térmico, en el que las amplitudes de probabilidad asociadas a los diferentes números de fotones no tienen relación de fase entre sí. La rapidísima desaparición de la señal cuántica de estos estados explica por qué su función de Wigner resulta cada vez más difícil de reconstruir en cuanto *N* supera unas pocas unidades.

GATOS DE SCHRÖDINGER DE LUZ

Los experimentos más espectaculares que hemos realizado con estados no clásicos del campo han tratado, desde 1996, sobre el estudio de los «gatos de Schrödinger fotónicos». En un entorno aislado del mundo exterior por nuestros espejos superconductores, pudimos preparar superposiciones de estados del campo que trazan el destino del famoso felino que el científico austriaco imaginó suspendido entre dos estados clásicamente incompatibles. Colocamos un campo que contenía varios fotones en un estado cuántico dotado *al mismo tiempo* de dos fases o dos amplitudes diferentes. Al reconstruir esos estados y observar cómo perdían progresivamente sus características cuánticas, pudimos explorar la frontera entre los mundos cuántico y clásico y examinar los aspectos esenciales de la *decoherencia* cuántica.

Digamos cuanto antes, para disipar todo malentendido, que el nombre de «gato» que damos a estos estados es puramente metafórico. Nuestros

sistemas solo contienen unas pocas partículas, por lo que distan muchísimo de ser tan grandes y complejos como el animal de la fábula de Schrödinger. Esta denominación se ha hecho popular en la comunidad científica y fuera de ella porque las cuestiones sobre entrelazamiento cuántico, medición y decoherencia estudiadas para con estos sistemas son precisamente las que Schrödinger se planteó en tono irónico y provocador cuando expuso su metáfora felina.

Nuestros experimentos se realizaron con el interferómetro de Ramsey utilizado en el experimento de contaje de fotones, cuya información analizamos de manera complementaria. En lugar de estudiar cómo el campo altera la fase de un dipolo atómico, nos interesamos ahora por el efecto recíproco: la modificación de la fase del campo por el átomo. Comenzamos, como en el experimento de contaje, por preparar un campo en un estado de Glauber cuyo número medio de fotones se puede hacer variar de forma continua desde el vacío hasta unas pocas unidades. Ese campo se representa en el plano de Fresnel por un pico gaussiano centrado en el extremo del vector de Fresnel asociado al campo clásico de la misma fase y amplitud. Vimos que un solo átomo desplaza la frecuencia ν del campo en $+\Delta\nu$ o $-\Delta\nu$, según el nivel e o g en el que se encuentra.

Antes de entrar en la cavidad, el átomo se prepara atravesando la zona R_1 en una superposición con pesos iguales de estos dos niveles. El campo comenzará entonces a oscilar *al mismo tiempo* con ambas frecuencias, una menor y otra mayor que ν. Así, cuando el átomo sale de la cavidad, después de haber interactuado con el campo durante un tiempo T, este ha acumulado *a la vez* dos fases diferentes, una avanzada en $\Delta\nu T$, y la otra retardada en esta cantidad. El vector de Fresnel asociado al campo apunta *en dos direcciones a la vez*.

Este campo «bicéfalo» está entrelazado con el átomo. El estado global

del sistema que forman este y el campo es la suma de dos términos, uno correspondiente al átomo en el estado *e* en presencia de un campo cuyo vector de Fresnel tiene una fase adelantada en ΔvT; y el otro, al átomo en el estado *g* con un campo cuyo vector de Fresnel tiene una fase retardada en la misma cantidad. La situación en la que nuestro campo se encuentra recuerda a la del gato, a la vez vivo y muerto, entrelazado con un átomo *a la vez* excitado y desexcitado. Se puede decir también que en este experimento el campo de la cavidad es el instrumento que mide la energía del átomo; se representa mediante una flecha en el plano de Fresnel, semejante a la aguja de un reloj que apunta en dos direcciones diferentes según si el átomo tiene una energía u otra. Ilustramos aquí la primera etapa de una medición cuántica, en la que el aparato de medida (el campo) se entrelaza con el sistema medido (el átomo) para que la información sobre el observable evaluado pueda pasar de un sistema al otro.

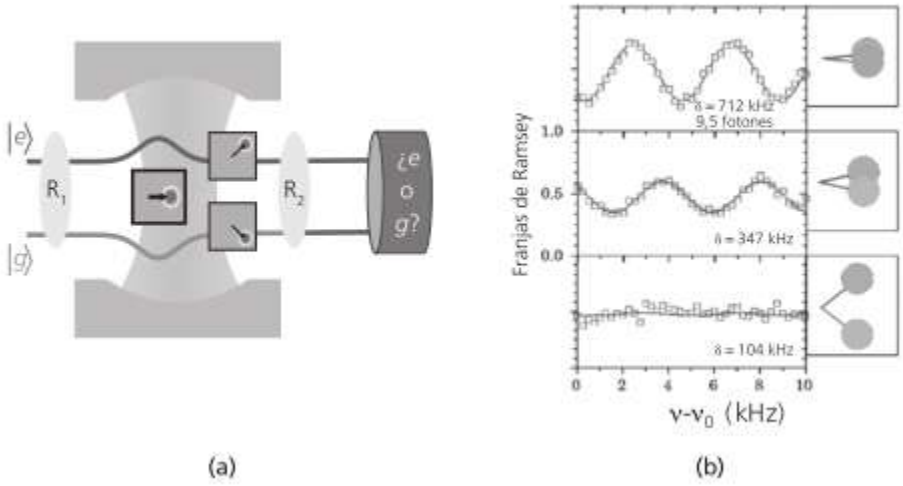


FIGURA 7.10. Preparación de un gato de Schrödinger fotónico a partir de un campo coherente que contiene nueve fotones de media. (a) Diagrama del experimento: un átomo, preparado mediante un pulso de microondas π/2 en R_1, atraviesa la cavidad y proporciona al campo dos fases opuestas al mismo tiempo. A continuación, se aplica al átomo otro pulso π/2 en R_2, antes de ser localizado en *e* o

g. (b) Franjas de Ramsey detectadas en los átomos para tres valores distintos del desfase entre las dos componentes del «gato». Este desfase se ajusta cambiando la diferencia de frecuencia δ entre el átomo y la cavidad. La traza superior muestra franjas con buen contraste cuando la separación de las componentes del gato es pequeña. A medida que esta aumenta, disminuye el contraste de las franjas (*traza del medio*), hasta desvanecerse por completo (*traza de abajo*) cuando las dos componentes son muy distintas entre sí. Esta disminución del contraste de las franjas cuando la información sobre el estado del átomo en la cavidad se inscribe cada vez con mayor claridad en el campo ilustra el principio de complementariedad (*Physical Review Letters*, 1996, n.º 77, p. 4.887).

Obsérvese que en esta etapa no hay ninguna diferencia con el experimento de contaje de fotones descrito anteriormente. En el momento en que cesa la interacción entre la materia y la luz, puede decirse también que es el átomo el que mide la energía del campo (al llevar en su dipolo la información sobre el número de fotones) o que es el campo el que mide el átomo (al girar en el plano de Fresnel en un ángulo que depende de su energía). Sin embargo, hay una diferencia que rompe esta simetría. El átomo es una partícula microscópica que, en este experimento, solo puede evolucionar entre dos estados, mientras que el campo es un objeto, ciertamente pequeño, pero cuyo número de estados se puede aumentar a voluntad, con tan solo inyectar cada vez más fotones en la cavidad. En un experimento en que no se haga interaccionar más que un solo átomo con un campo que contenga muchos fotones, es, pues, natural considerar que este último es el aparato de medición. Al aumentar el número de fotones, se puede pasar sin interrupción de una situación donde el instrumento de medición, inicialmente descrito como un sistema cuántico, se convierte en un objeto cada vez más clásico.

Sigamos describiendo la historia de nuestro átomo, que se ha entrelazado con el campo al atravesar la cavidad, y dejemos que termine su trayecto en el interferómetro, después de haber sido sometido a un segundo pulso de microondas $\pi/2$ en la zona de Ramsey R_2. Cuando finalmente se lo detecta,

¿qué se puede decir de la probabilidad de encontrarlo en *e* o en *g*? ¿Se debe a un efecto de interferencia cuántica entre las amplitudes asociadas a los dos caminos seguidos por el átomo en el interferómetro, según si ha atravesado la cavidad en *e* o en *g*? La respuesta a esta pregunta depende del estado del campo. Si la cavidad está vacía, hay interferencia porque el átomo no ha dejado rastro alguno de su paso. Si se repite el experimento un gran número de veces barriendo la frecuencia v de los pulsos $\pi/2$ en R_1 y R_2, se registran hermosas franjas de Ramsey. Si, por el contrario, la cavidad contiene inicialmente un campo coherente de varios fotones, el contraste de las franjas disminuye e incluso puede desvanecerse. De hecho, llevamos a cabo este experimento mucho antes de los de reconstrucción completa de los estados, porque solo requiere la detección de un único átomo en cada preparación del gato y, por tanto, puede realizarse con una cavidad menos potente que la de 2006.

Este experimento, efectuado en 1996, es de hecho una prueba de la complementariedad. Si la información sobre la trayectoria que sigue el átomo se registra en un elemento del interferómetro, se elimina la ambigüedad cuántica y desaparecen las franjas. En nuestro dispositivo, la información se transmite al campo de la cavidad tanto mejor cuanto mayor sea la distancia entre sus dos componentes. Esta se puede hacer variar, a número medio de fotones constante, cambiando el desfase del campo inducido por el átomo. Para ello, basta con modificar el desajuste de frecuencia entre este y la cavidad. Cuando este es grande, el desfase es pequeño y las dos componentes gaussianas del campo se superponen, lo cual mantiene la ambigüedad sobre el estado del átomo en la cavidad y resulta en una buena visibilidad de las franjas. A medida que se reduce el desajuste entre el átomo y la cavidad, los componentes del campo se separan más y disminuye el contraste de las franjas, que se anula del todo

cuando las dos componentes gaussianas del gato dejan por completo de solaparse. Como en el experimento descrito más arriba con el montaje interferométrico modificado, en el que se reemplazaba uno de los pulsos de Ramsey por un campo cuántico, volvemos a encontrar la complementariedad entre el carácter distinguible de los caminos y la visibilidad de las interferencias.

Obsérvese de nuevo que no es necesario efectuar una medición explícita sobre el campo para que desaparezcan las interferencias. El simple hecho de que este haya podido registrar la información sobre la trayectoria entrelazándose con el átomo basta para eliminar la ambigüedad cuántica. Cuando efectuamos este experimento diez años antes de ser capaces de medir el campo, supimos, con tan solo observar la desaparición de las franjas, que habíamos preparado un estado de tipo gato de Schrödinger en la cavidad.

Pudimos confirmar la existencia de este gato al repetir este experimento en 2006 y 2007, cuando dispusimos de nuestra cavidad con un tiempo de amortiguamiento muy largo. Volvamos a la historia de nuestro átomo en el instante que precede a su detección. En ese momento está entrelazado de manera no local con el campo que ha dejado tras de sí, en la cavidad, una situación análoga a la que Einstein describió en el famoso artículo EPR. La medición final del átomo destruirá entonces el entrelazamiento y provocará el colapso del estado del campo, bajo la acción fantasmal a distancia que tanto incomodaba al físico alemán. El átomo ha experimentado una mezcla de sus estados al atravesar R_2, por lo que su detección en e o g no permite saber en qué estado estaba cuando atravesó la cavidad. La zona R_2 desempeña así el papel de una *goma cuántica*, pues borra la información sobre la fase adquirida por el campo al interactuar con el átomo. Aun así, la ambigüedad cuántica sobre la fase del campo sobrevive a esta detección. La

medición destruye el entrelazamiento entre el átomo y el campo, pero este permanece suspendido entre dos estados, en una superposición de dos campos coherentes con fases diferentes. Dependiendo de si el átomo se detecta en *e* o *g*, la fase relativa entre las dos amplitudes de probabilidad cambia en π. Por una razón que se explica más adelante, estos estados se denominan «gato par» y «gato impar».

Reconstruimos estos estados mediante tomografía cuántica, utilizando una sucesión de átomos que pasan por el interferómetro e induciendo campos sonda que interfieren con el gato fotónico. La serie de operaciones, incluidas la preparación del gato y su medición, se producía en cada ejecución del experimento en cuestión de unos milisegundos, tiempo muy breve en comparación con el de amortiguamiento del campo. Tras generar un gran número de gatos idénticos, reconstruimos su función de Wigner. Esta mostró dos picos gaussianos bien separados, correspondientes a los dos estados coherentes de fase adelantada y retardada, entre los cuales unas ondulaciones tomaron valores alternativamente positivos y negativos. Se trataba de interferencias cuánticas que señalan el carácter coherente de la superposición entre los dos estados. Los gatos pares e impares muestran los mismos picos gaussianos y solo difieren uno del otro por el signo de sus ondulaciones. Sumándolos, se borran las interferencias y se obtiene una función de Wigner constituida simplemente por dos picos, lo que representa una situación estadística clásica. Es la que se obtendría si se hubieran hecho las mediciones sobre dos conjuntos de ejecuciones en las que el campo se hubiera preparado inicialmente con una fase clásica *o bien* la otra.

Los «gatos» de nuestros experimentos contenían, como máximo, un puñado de fotones. Por encima de esta cantidad, un átomo de Rydberg circular ya no era capaz de actuar globalmente sobre el campo cuántico sin que los efectos de saturación y de distorsión fuerte de las funciones de

Wigner alterasen la situación ideal que acabo de describir. La diferencia de fase entre las dos componentes del campo era de 135º. Es más fácil describir lo que pasa cuando esta diferencia es de 180º, una situación que pudimos realizar posteriormente, al efectuar el mismo experimento con átomos más lentos, lo que confiere al campo un mayor desfase.

Analicemos ahora esta situación ideal. Corresponde al ajuste de fase que utilizamos en nuestro primer experimento de contaje de 0 o 1 fotón: un átomo desplaza la fase del campo en +90º o –90º y, a la inversa, un solo fotón cambia la fase del dipolo atómico en 180º. En este caso, vimos que el átomo se detecta en el estado *e* o *g* según si el número de fotones es impar o par. Dicho de otro modo, el contador de fotones mide la paridad del número de fotones (la cual se identifica con este mismo valor cuando no excede la unidad, como era el caso en nuestro primer experimento de contaje).

Esto los nombres dados a estos gatos. Si el desfase entre los dos estados coherentes de la superposición es exactamente π, el gato en el que las dos amplitudes de probabilidad tienen el mismo signo contiene solo números pares de fotones, mientras que aquel en el que estas amplitudes son de signos opuestos solo contiene números impares. Así, las distribuciones de los fotones de estos dos gatos muestran uno de cada dos valores de *N*. La ausencia de números de fotones impares o pares en estos histogramas es un efecto de interferencia cuántica, el equivalente de las franjas oscuras en un interferómetro, que refleja el carácter no clásico de estos estados. Esta propiedad está ligada a la existencia de ondulaciones con valles (valores negativos) en la función de Wigner de los gatos par e impar, que no se pueden interpretar en términos de probabilidades clásicas.

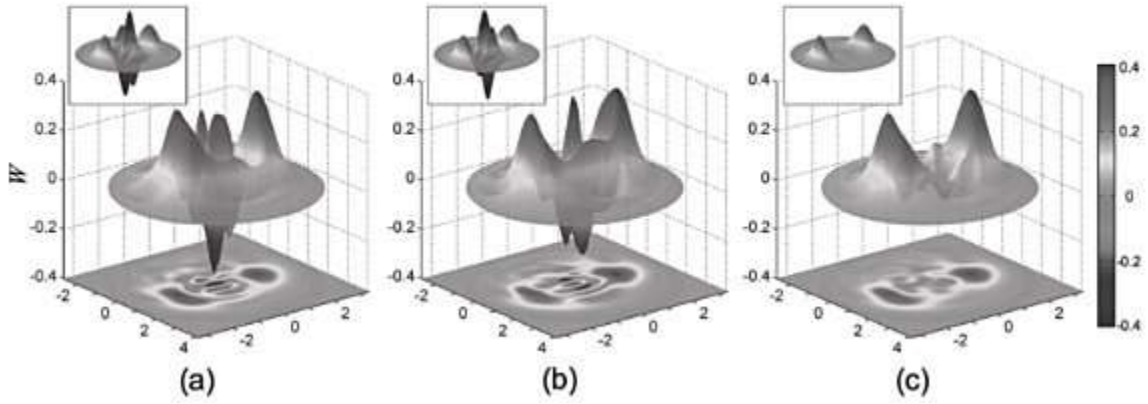


Figura 7.11. Funciones de Wigner reconstruidas experimentalmente de un gato de Schrödinger fotónico par (a) e impar (b), preparados a partir de un campo coherente que contiene en promedio tres fotones. Estos gatos se obtienen detectando los átomos en el estado e (gato impar) o g (gato par). Se distinguen con claridad los dos picos gaussianos asociados a las dos componentes de los gatos y las franjas de interferencia entre ambos, que toman valores alternativamente positivos y negativos. Estas interferencias tienen signos opuestos en los estados par e impar. No distinguir los dos estados atómicos equivale a sumar las funciones de Wigner de los dos gatos. Se obtiene entonces la función representada en (c), que describe una mezcla clásica en la que han desaparecido las franjas de interferencia. El campo en la cavidad oscila con una fase o la otra y ya no con ambas fases «a la vez». Las figuras en los pequeños recuadros situados en la parte superior muestran las funciones de Wigner teóricas (Nature, 2008, n.º 455, p. 510).

La generación de gatos como primera etapa de un contaje no destructivo de fotones ilustra una vez más el principio de complementariedad. Al medir le energía del campo usando átomos sucesivos se destruye progresivamente la información sobre su fase. La preparación de un gato con dos componentes representa la primera etapa de esta destrucción. Mientras que el campo inicial tenía una fase bien definida (incertidumbre cuántica aparte), esta se vuelve menos precisa al desdoblarse. Después del segundo átomo, cada componente se dividirá de nuevo en dos, y el proceso de desdoblamiento continúa hasta que la fase se reparte uniformemente en 360º, lo que llevará a la función de Wigner de un estado de Fock con una

fase del todo indeterminada. En este sentido, un estado con un número de fotones bien definido es un gato de Schrödinger de componentes múltiples, suspendido entre muchísimos estados coherentes de fases igualmente distribuidas entre 0 y 2π.

Detengámonos un instante en la extrañeza de los estados con dos componentes que hemos preparado y reconstruido. Siendo ingenuos, podríamos pensar que esta situación es idéntica a la que se obtendría al inducir en la cavidad de forma simultánea o sucesiva dos campos de fases diferentes. Sin embargo, es fácil ver que las dos no conducen en absoluto al mismo resultado. En el caso de dos inducciones, se realizaría un experimento de interferencia clásica que se reduce a sumar dos vectores del plano de Fresnel y se obtendría simplemente un campo coherente cuya amplitud sería la suma, en el sentido vectorial, de la amplitud de los dos campos, un resultado muy diferente del gato generado por nuestro experimento. En el caso de dos campos de fases opuestas, la suma devolvería el campo al vacío, un resultado trivial, ya que su energía sería la de las fluctuaciones del vacío, mientras que el gato que nosotros hemos generado tiene la energía de varios fotones. Para preparar los gatos de Schrödinger, no basta con una manipulación clásica de campos coherentes; hay que llevar a cabo una operación cuántica que genera primero una superposición de estados atómicos y luego entrelazarla con el estado del campo.

Si la noción de un campo suspendido entre dos estados de fase diferentes no convence demasiado al lector, puede considerar un *gato de Schrödinger* equivalente que quizá le resulte más sorprendente. Tras la generación de una superposición de estados coherentes de la misma amplitud y fases opuestas, se induce en la cavidad un campo idéntico a una de las componentes de ese gato. El campo se suma a esta última, duplicando su

valor, y se resta de la otra, devolviendo al vacío a esa otra componente de la superposición. Esto ha transformado nuestro gato de fase en un gato de amplitud, y ahora tenemos una cavidad que está *a la vez* vacía y llena de un campo coherente que contiene en promedio hasta una docena de fotones.

La función de Wigner de ese gato se deduce de la del gato de fase por medio de una traslación que lleva uno de sus picos al origen del plano de Fresnel. La extrañeza cuántica de esta superposición se describe mediante ondulaciones de la función de Wigner idénticas a la del gato de fase inicial, salvo por la mencionada traslación. Se crea así una situación clásicamente absurda de una caja que está a la vez vacía y llena, con la posibilidad de observar fenómenos de interferencia entre las dos alternativas. Volviendo a la metáfora del felino de Schrödinger, se ha creado una situación en que la caja estaría vacía *y a la vez* encerraría un gato, con amplitudes cuánticas de igual magnitud. Para sondear este extraño estado, se podría meter en la caja un *ratón cuántico*, que sería devorado por el gato en una de las alternativas y permanecería vivo en la segunda.

CAPTURAR LA TRANSICIÓN DE LO CUÁNTICO A LO CLÁSICO

Hemos puesto a prueba la fragilidad de un gato de fase reconstruyendo su función de Wigner según el tiempo, dejando que el campo evolucione en la cavidad antes de sondearlo por tomografía. Al tomar imágenes de esta relación, correspondiente a tiempos de evolución crecientes, se observa que las ondulaciones cuánticas desaparecen rápidamente. La función de Wigner pasa enseguida a ser una simple superposición de dos picos gaussianos que convergen poco a poco hacia el vacío. Así, se distingue en esta evolución una constante de tiempo rápida, del orden de T_c/N, que mide la vida media

de la coherencia cuántica, y una constante de tiempo lenta, T_c, asociada al decrecimiento clásico de la energía del campo en la cavidad.

¿Cómo explicar la rapidez de la decoherencia? Aquí también podemos invocar el principio de complementariedad. En cuanto un fotón desaparece en el entorno, se lleva consigo la información sobre la fase del campo atrapado, lo que destruye la coherencia cuántica. Si el campo contiene N_m fotones de media, cuya energía se disipa en un tiempo medio T_c, el primero de ellos desaparecerá en un tiempo del orden de T_c/N_m y la coherencia cuántica ya no podrá sobrevivir.

Esta decoherencia se entiende fácilmente en el caso de un gato cuyas componentes tienen fases opuestas. Si este tiene un número par de fotones, la pérdida del primer fotón lo transformará en gato impar, que a su vez dará de nuevo un gato par tras la pérdida de dos fotones, y así sucesivamente. La tomografía no mide los instantes de pérdida de fotones, por lo que la función de Wigner del gato reconstituido resulta, transcurrido un tiempo del orden de T_c/N, la suma de las funciones de gatos pares e impares, en la que el término de interferencia cuántica ha desaparecido. Dicho de otro modo, la pérdida de información sobre la paridad del número de fotones destruye la ambigüedad cuántica y la reduce a una simple incertidumbre clásica. El gato ya no tiene una fase *y* la otra, sino una fase *o* la otra.

En lugar de corresponder a un resultado único (el gato es encontrado vivo o muerto), la función de Wigner otorga el mismo peso estadístico a las dos posibilidades, porque la reconstrucción da cuenta de medidas efectuadas sobre un gran número de sistemas idénticos. La decoherencia conduce a una situación clásica en la que el gato está muerto (o vivo) en el 50 por ciento de los casos. Este análisis se generaliza a una superposición cualquiera de dos estados coherentes, incluso si no están en oposición de fase. Su decoherencia se produce en un tiempo inversamente proporcional al

cuadrado de la distancia entre los picos gaussianos asociados a las componentes de ese estado.

Este experimento ilustra el destino —muy diferente— de dos familias de estados del campo atrapado en la cavidad cuando se deja que evolucionen libremente bajo el efecto de las pérdidas en los espejos. Los estados coherentes, que describen un campo bien localizado en el plano de Fresnel, conservan una función de Wigner invariante en su forma, que evoluciona de manera continua hacia el pico gaussiano que representa el vacío. Sus superposiciones, por el contrario, son muy inestables y pierden su coherencia cuántica tanto más rápidamente cuanto más distantes están sus componentes en el plano de Fresnel.

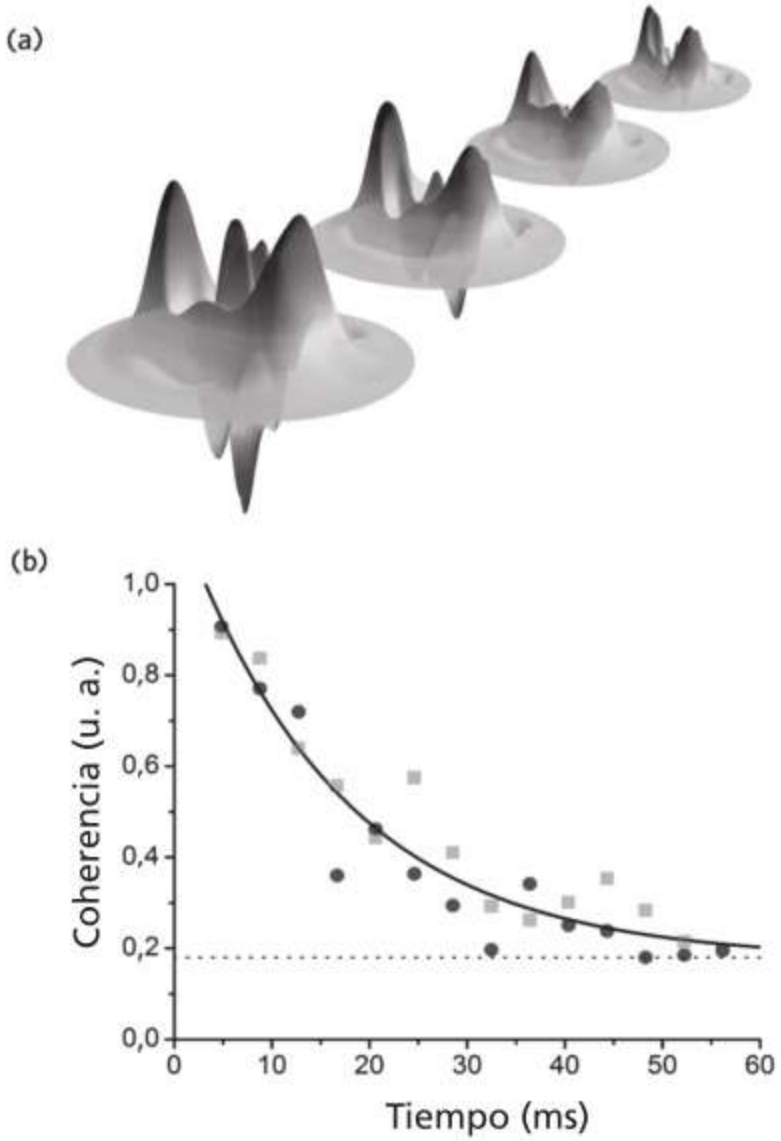


FIGURA 7.12. Decoherencia de un gato de Schrödinger. (a) Funciones de Wigner del gato representadas en cuatro instantes sucesivos. Se observa la desaparición progresiva de las interferencias, mientras que la posición de los picos gaussianos apenas ha cambiado. Se ve también que el tiempo de decoherencia es mucho más breve que el de amortiguación del campo en la cavidad. (b) Medición del decrecimiento en función del tiempo del término de coherencia para los gatos pares (*cuadrados gris claro*) e impares (*puntos gris oscuro*). A partir de esas curvas se establece la ley de decrecimiento exponencial de la coherencia de los gatos, con un tiempo de decoherencia que varía según 1/*N* (*Nature*, 2008, n.º 455, p. 510).

Acoplando de forma continua el campo a la fuente de microondas que lo creó, se pueden compensar las pérdidas de la cavidad y mantener en ella un estado coherente estacionario. A excepción de las relaciones de incertidumbre, que imponen al campo un pequeño desenfoque gaussiano, los estados coherentes describen así una situación tan clásica que no habría extrañado a Young ni a Fresnel. Por otra parte, contrarrestar el amortiguamiento del campo manteniendo un acoplamiento continuo de la cavidad y la fuente de aquel no permite conservar un gato de Schrödinger suspendido de manera coherente entre dos estados representados por picos distintos. La desaparición de las ondulaciones no clásicas de la función de Wigner de los gatos de Schrödinger fotónicos es irreversible y no puede compensarse por métodos clásicos.

¿Por qué los estados coherentes son estables y sus superposiciones son tan frágiles? La razón fundamental reside en que se acoplan al entorno y dejan que escape información hacia él de manera diferente. Intentemos analizar esto. El campo de la cavidad se amortigua por efecto de su dispersión en las pequeñas rugosidades y de la absorción residual de los espejos. Pero los detalles de estos fenómenos no son importantes. Se pueden modelar suponiendo de manera general que el campo, al abandonar la cavidad, excita pequeños osciladores en el entorno exterior, ya sean modos del campo electromagnético dispersado lateralmente fuera de la cavidad u oscilaciones de electrones en los espejos. Si el campo de la cavidad es coherente, puede considerarse como una pequeña fuente, una diminuta emisora de radio que pierde energía e irradia con una fase bien definida acoplándose débilmente a todos los osciladores del entorno, cada uno de los cuales se comporta como una pequeña antena independiente que capta la señal de la cavidad y oscila en fase con ella.

Todas estas antenas reciben la misma información, que indica que el

campo de la cavidad oscila con una fase y una amplitud dadas. No hay, en este caso, entrelazamiento entre él y los osciladores exteriores que lo detectan. El estado del sistema global es simplemente el producto del estado del campo por el del entorno. Esta impermeabilidad al entrelazamiento es una propiedad fundamental de los estados coherentes de la radiación que explica su gran estabilidad.

Si, por el contrario, el campo de la cavidad se encuentra en una superposición de estados coherentes, cada componente del gato se correlacionará con un estado particular de fase y de amplitud, correspondiente a cada una de las pequeñas antenas que lo espían. Esto enseguida inducirá un entrelazamiento entre el gato y su entorno, en el sentido discutido por Einstein en el artículo EPR. El estado global del campo y de las antenas circundantes tendrá dos componentes, superpuestas de manera coherente. En cada una de ellas, el campo de la cavidad tendrá una fase bien definida, correlacionada con la de todas las microscópicas antenas del entorno. Una medición de una de estas, cuyo estado es muy próximo al vacío, solo aporta una información muy parcial sobre el estado del gato. Pero hay un gran número de esas antenas «espía», por lo que la medición de su estado global enseguida revela el del campo. De hecho, no es necesario que sondeo del entorno se lleve a cabo realmente, sino que basta con que sea posible para destruir todos los efectos de interferencia relacionados con la coherencia del gato. Volvemos de nuevo a encontrarnos con el mismo argumento de complementariedad.

Existe una notable analogía entre los estados del campo en la cavidad y los de una partícula —electrón o ion— que evoluciona como una pequeña masa que oscila en línea recta bajo el efecto de la fuerza de retracción de la trampa en la que está confinada. Su estado en un instante dado se puede representar clásicamente mediante un punto en un plano análogo al de

Fresnel, cuyas abscisa y ordenada describen la posición y la velocidad de la partícula. La relación de incertidumbre de Heisenberg sustituye este punto discreto por una pequeña región en la que la probabilidad de encontrar la posición y la velocidad de la partícula se expresa mediante una ley gaussiana. Se representa así un estado coherente del oscilador, cuya descripción matemática es idéntica a la de un estado coherente del campo en nuestra cavidad.

David Wineland y su grupo lograron preparar un ion que oscilara en una superposición de dos estados con dos fases diferentes a la vez, un estado que tiene las mismas características que nuestros gatos fotónicos. Fueron capaces de estudiar estos gatos de Schrödinger iónicos, así como su decoherencia en experimentos similares a los nuestros, y llegaron a las mismas conclusiones. Los estados que describen una partícula que se encuentra a la vez en dos puntos distintos con dos velocidades diferentes ven desaparecer su extrañeza cuántica tanto más rápidamente cuanto más separados entre sí están esos puntos.

Estos experimentos, realizados con fotones o iones, nos permiten aclarar un aspecto fundamental de la medición cuántica y de la transición entre el mundo cuántico y el clásico. Los sistemas más resistentes a la decoherencia son los que están bien localizados, ya sea en el espacio real (en el caso de los iones), ya sea en el espacio del plano de Fresnel (para los fotones). La información al respecto se difunde por el entorno sin entrelazarse con él. Por ejemplo, un ion indicará su posición mediante la dispersión de fotones de láser que lo localizarán con un margen de error de una fracción de longitud de onda luminosa. Todo observador que lea el entorno obtendrá la misma información sobre la posición del sistema, lo que confiere a esta variable un carácter clásico. Lo mismo ocurre con un campo en un estado coherente: todas las señales que emite en el entorno informan sin

ambigüedad sobre su posición en el plano de Fresnel. Así pues, puede decirse que la posición y la velocidad de una partícula, o la amplitud y la fase de un campo, son cantidades *semiclásicas*, a las que podemos asociar, incertidumbres de Heisenberg aparte, un carácter de realidad objetiva, ya que observadores independientes realizando mediciones en partes distintas del entorno coincidirán en lo que ven.

Estos estados *objetivables* se denominan «estados punteros» (*pointer states*, en inglés), porque representan de manera ideal el extremo de una aguja acoplada a un sistema cuántico que apunta en una dirección y da una información inequívoca sobre un elemento observable de ese sistema. Así, en el caso de nuestro campo cuántico, el estado coherente apunta en una dirección que permite medir la energía del átomo que atraviesa la cavidad.

No ocurre lo mismo con las superposiciones de estados coherentes del campo, que se entrelazan casi al instante con el entorno y se convierten muy rápidamente en mezclas estadísticas. Confirmando el análisis cualitativo anterior, la precisa teoría de la decoherencia muestra de manera general que el tiempo medio durante el que estas superposiciones permanecen en un estado suspendido entre realidades clásicas diferentes, T_D, es igual a $2T_c/D^2$, donde D es, en el plano de Fresnel, la distancia entre sus dos picos gaussianos. La decoherencia es tanto más rápida cuanto más grande es D. Para los gatos de Schrödinger pares o impares, superposiciones de campos de fases opuestas que contengan de media N_m fotones, D es igual a $2\sqrt{—}N_m$ y el tiempo de decoherencia $T_D = T_c/2N_m$ es $2N_m$ veces más corto que el tiempo T_c de amortiguación de la energía del campo. El tiempo de decoherencia, T_D, de los estados gatos de Schrödinger de un oscilador atómico viene dado por la misma expresión, donde T_c es el tiempo de amortiguación de su energía y N_m el número medio de sus cuantos de vibración.

La teoría de la decoherencia así resumida deja un parámetro libre. Dice que su tiempo característico es inversamente proporcional al cuadrado de la separación entre las componentes del gato, pero la constante de esta ley de proporcionalidad depende de la velocidad a la que la energía del sistema se pierde en el entorno. En el caso de nuestros experimentos, esta constante es el tiempo de amortiguación T_c de nuestra cavidad, que depende de la calidad de sus espejos. Se trata de un parámetro técnico que mide el tipo de protección que podemos asegurar para las coherencias cuánticas de nuestros estados gatos de Schrödinger. No existe un límite teórico evidente para este nivel de aislamiento cuántico. Nuestra cavidad récord tenía un tiempo de amortiguamiento de 130 milisegundos, pero pueden imaginarse duraciones diez veces más grandes, que permitirían mantener durante tiempos del mismo orden gatos con diez veces más fotones. Así pues, no existe una frontera nítida entre el mundo clásico y el cuántico. Ampliar este límite creando gatos de Schrödinger cada vez mayores es un problema tecnológico, más que de física fundamental. En todo caso, se trata de un problema esencial si se pretende aprovechar la lógica cuántica para aplicaciones prácticas en el tratamiento de la información.

Volviendo a la imagen del gato de Schrödinger, ahora entendemos por qué es prácticamente imposible preparar un animal real en una superposición coherente de los estados vivo y muerto; dicha situación implicaría que al principio del experimento el animal estaría en un estado cuántico bien determinado. Pero nuestro felino es un sistema complejo acoplado a un vasto entorno de moléculas y de fotones térmicos indispensables para su supervivencia. Está, por tanto, permanentemente entrelazado a un entorno en el que la información sobre todo lo que le sucede se registra de inmediato. En resumen, la teoría de la decoherencia nos dice que el gato es desde el comienzo de nuestro experimento un objeto

clásico que solo puede estar vivo *o* muerto, jamás vivo *y* muerto. Si se lo encierra en una caja con un átomo radioactivo, será él, el sistema clásico, el que desempeñará el papel de instrumento de medición para determinar el estado del átomo, al pasar de la vida a la muerte. La fábula del gato de Schrödinger solo puede servir de metáfora para describir los estados de superposición no clásicos de algunas partículas estudiadas en los experimentos de fotones en cavidad o de iones atrapados.

Lo que nos motivó sobre todo en nuestra investigación fue la curiosidad y el apasionado afán de poner de manifiesto de la manera más convincente posible las extrañas leyes de la física cuántica, sin buscar ninguna aplicación concreta. En este sentido, seguimos los pasos de los padres fundadores de la teoría, con la ventaja de disponer de una tecnología que ellos no pudieron siquiera soñar. Nuestro trabajo siempre ha combinado aspectos teóricos y experimentales. Al tiempo que desarrollábamos nuestro montaje, reflexionábamos sobre los experimentos que podríamos hacer. En una serie de artículos teóricos, propusimos, antes de ponerlos en práctica, los métodos necesarios para la manipulación de átomos y fotones descritos más arriba.

En este trabajo teórico nos acompañaron dos investigadores brasileños, Luiz Davidovich y Nicim Zagury, con quienes hice amistad desde nuestro primer encuentro, durante un simposio de física Francia-Brasil organizado en Río a finales de 1983, cuando este país salía de largos años de dictadura. En las décadas de los ochenta y los noventa, Luiz y Nicim nos visitaron muchas veces en París. Fue con ellos con quienes escribimos nuestros artículos preparatorios de los experimentos de medición no destructiva de fotones. Durante la redacción de estos también nos dimos cuenta de que este método de contaje implicaba de manera natural la preparación de gatos fotónicos cuya decoherencia podríamos estudiar mediante experimentos.

Esta ya había sido analizada teóricamente en términos generales por un investigador estadounidense, Wojciech Zurek. Inspirados por sus artículos, mostramos cómo podíamos adaptar nuestro montaje de electrodinámica cuántica en cavidad para estudiar experimentalmente la decoherencia.

Estos trabajos teóricos han sido objeto de muchos de mis cursos en el Collège de France. Fui nombrado miembro de dicha institución en 2001, a propuesta de Claude Cohen-Tannoudji y Pierre-Gilles de Gennes, dos profesores del DEA en física cuántica que yo había cursado durante los años sesenta y que después habían hecho unas carreras científicas excepcionales. Nuestros trabajos teóricos sobre los gatos de Schrödinger, el contaje no destructivo de fotones y la decoherencia los analizamos en detalle en un libro que Jean-Michel Raimond y yo escribimos en inglés entre 2001 y 2006. Irónicamente, terminamos *Exploring the Quantum: Atoms, Cavities and Photons* en el verano de 2006, unas semanas antes de que los experimentos que describíamos de forma teórica resultasen realizables en el laboratorio. Esta cronología nos dejó con la sensación de algo inacabado, y a menudo nos hemos planteado escribir una continuación que describiese todos los experimentos que hemos llevado a cabo desde entonces. El presente libro, menos técnico que *Exploring the Quantum*, responde en parte a ese deseo. Espero haber podido presentar a un público amplio los experimentos que nos han ocupado durante tantos años y hacerle partícipe de nuestra fascinación por la física cuántica y sus paradojas.

HACIA UN ORDENADOR CUÁNTICO: ¿UTOPÍA O REALIDAD FUTURA?

Cada vez que presento los resultados de nuestros trabajos en un seminario o conferencia, me preguntan inevitablemente cuándo llevarán estos a la

construcción de un ordenador cuántico real. La cuestión es un poco frustrante, porque nuestras investigaciones no se han realizado con este fin, pero debo intentar responder, así que tengo que hablar de este aparato aún mítico. En un ordenador «clásico», las operaciones elementales se realizan mediante puertas lógicas que combinan señales eléctricas binarias que toman dos valores codificables como bits clásicos, 0 o 1. En cada puerta, un bit llamado «de control», que permanece inalterado durante la operación, determina lo que ocurre con otro bit llamado «objetivo». Por ejemplo, no ocurre nada con el bit objetivo si el de control vale 0, y pasa de un estado a otro si el de control vale 1. Cualquier cálculo del ordenador se realiza mediante una combinación apropiada de un gran número de operaciones de este tipo efectuadas sobre una cantidad enorme de bits.

En un ordenador cuántico, los bits se convertirían en objetos cuánticos llamados cúbits, que pueden prepararse y evolucionar en una superposición coherente de 0 y de 1. Sus puertas operarían siguiendo el mismo principio que las clásicas, pero los bits que las alimentan vivirían en el espacio de estados superpuestos de la física cuántica. El grupo de David Wineland ha realizado puertas de este tipo desde los años noventa con iones atrapados, siguiendo la propuesta de Peter Zoller e Ignacio Cirac, dos teóricos de la óptica cuántica. Mi equipo también demostró en la misma época que era posible hacer funcionar una puerta cuántica en la que el campo de la cavidad que contiene 0 o 1 fotón era el cúbit de control y el átomo de Rydberg, el cúbit objetivo. Numerosos experimentos, realizados con un número limitado de cúbits, han demostrado desde los años noventa que era posible crear y detectar el entrelazamiento previa preparación con tales puertas.

La operación de sucesivas puertas sobre un gran conjunto de cúbits crearía un entrelazamiento masivo, y la máquina enseguida llegaría a un

estado de superposición gigante en el que la evolución de los bits estaría suspendida no entre unos pocos caminos clásicos diferentes, sino entre muchísimos. Se ha demostrado que esta superposición acelera la ejecución de ciertos cálculos hasta velocidades muy superiores a las que puede alcanzar un ordenador clásico, que solo sigue un camino a la vez. Al final del cálculo cuántico, el resultado buscado se manifestaría a través de una medición sensible a un efecto de interferencia entre todos los caminos seguidos en paralelo por la máquina.

Un ejemplo de cálculo que se beneficiaría de la aceleración cuántica sería el que permite descomponer en factores primos un número de centenares de cifras. Un ordenador clásico es incapaz de realizar esta tarea en un tiempo físicamente aceptable, mientras que un algoritmo, inventado por el matemático estadounidense Peter Shor, sí permitiría hacerlo. Esta posibilidad es inquietante para la economía mundial: en efecto, el sistema de claves criptográficas utilizado para asegurar la confidencialidad de las comunicaciones bancarias y proteger todas las tarjetas de crédito está basado en la extrema dificultad de descubrir los factores primos de un número muy grande que es de acceso público. La búsqueda del ordenador cuántico supone, pues, un desafío económico considerable. La entrada en este campo a lo largo de los últimos años de las grandes compañías de internet —Google, Microsoft e IBM— es una señal del interés estratégico que suscita esta máquina hipotética.

Sin embargo, la construcción de un ordenador cuántico presenta una inmensa dificultad. Lo que se pretende crear sería un supergato de Schrödinger calculador que efectuara operaciones lógicas que condujeran a un entrelazamiento masivo entre sus bits, sin verse afectado por la decoherencia, es decir, sin que la información sobre el cálculo se escape al entorno. No obstante, por encima de cierto tamaño del sistema, la

decoherencia resulta inevitable. Si bien es posible, a costa de muchos esfuerzos, hacer funcionar algunas decenas de puertas cuánticas elementales para que actúen sobre unas decenas de cúbits, resulta imposible proteger pasivamente los bits de la decoherencia más allá de estos órdenes de magnitud, que no permiten hacer cálculos útiles. Por tanto, estamos muy lejos de tener una máquina capaz de calcular más rápido y mejor que un ordenador clásico.

Una posible vía para resolver esta dificultad consistiría en preservar de manera activa la coherencia de la máquina detectando las perturbaciones producidas por el entorno y corrigiendo sus efectos sobre la marcha; es la llamada corrección de errores cuántica. Un enfoque en esta dirección pasa por detectar los saltos cuánticos aleatorios asociados a las pérdidas de información en el entorno y en retroactuar sobre el sistema para devolverlo al estado anterior al salto. En nuestros experimentos, hemos demostrado que un estado no clásico —un estado de Fock de la radiación— puede mantenerse durante un tiempo indefinido en nuestra cavidad. Una sucesión de átomos mide de manera continua el número de fotones y, cuando este cambia, se inyectan en la cámara otros átomos «correctores» para añadir o restar un fotón. Sin embargo, esta clase de método aún no es capaz de proteger una máquina cuántica de los efectos de la decoherencia.

Se han implementado otros métodos más sutiles para mantener la coherencia de estados gatos de Schrödinger pares o impares en una cavidad, y se realizan en un ámbito experimental nuevo de la información cuántica llamado electrodinámica cuántica de circuitos (*circuit QED*, en inglés). Nuestros átomos de Rydberg se sustituyen por sistemas cuánticos artificiales realizados mediante pequeños circuitos superconductores. Estos tienen niveles cuantizados entre los que pueden evolucionar absorbiendo o emitiendo fotones de radiofrecuencia, que pueden almacenarse en cavidades

superconductoras cuya geometría es diferente de la de nuestros experimentos. Sin embargo, su física es muy similar a la de la electrodinámica cuántica en cavidad. Los circuitos superconductores son cúbits acoplados entre sí, ya sea por contactos eléctricos directos ya sea por el acoplamiento a los fotones de una cavidad de microondas, mediante mecanismos análogos a los de nuestros experimentos.

La evolución de estos sistemas es más rápida porque los cúbits artificiales, de tamaño macroscópico, tienen un acoplamiento con las microondas mucho más intenso que el de nuestros átomos de Rydberg. Las constantes de tiempo de las operaciones en electrodinámica de circuitos se miden en nanosegundos, en lugar de los milisegundos de nuestros experimentos. Sin embargo, la decoherencia es también más rápida, lo que hace que el número de operaciones realizables sin corrección de errores siga siendo limitado.

Un ingenioso método desarrollado en el marco de estos experimentos para evitar la decoherencia consiste en codificar los bits 0 y 1 en gatos de Schrödinger fotónicos par e impar con uno o dos fotones de media, almacenados en cavidades superconductoras. Las operaciones lógicas de las puertas se realizan acoplando estos campos a cúbits superconductores. La decoherencia se manifiesta por la pérdida de fotones, que hace saltar la paridad de los gatos, transformando un cúbit fotónico de 0 en 1, y viceversa. Este cambio de paridad se detecta mediante cúbits superconductores, que miden la paridad del campo de manera no destructiva, como lo hemos hecho en nuestros experimentos. Los errores que se manifiestan por saltos de paridad de los gatos se corrigen retroactuando sobre el campo. Para efectuar estos procedimientos es necesario codificar un cúbit lógico en dos cúbits fotónicos entrelazados entre sí, mientras que la detección y corrección de errores implica

operaciones complejas sobre los campos y los cúbits superconductores que no detallaré aquí. Estos métodos de corrección de errores, desarrollados en la Universidad de Yale por Robert Schoelkopf, Michel Devoret y Steve Girvin, permanecen de momento en el terreno de las demostraciones de principio y es difícil extenderlas a sistemas que contengan más de algunos cúbits.

EL SUEÑO DE FEYNMAN: LA SIMULACIÓN CUÁNTICA

Aunque el ordenador cuántico siga aún en el limbo, otras aplicaciones de la manipulación de sistemas cuánticos individuales son más realistas a corto o medio plazo. La simulación cuántica consiste en imitar los mecanismos físicos de las partículas de la materia condensada en estructuras artificiales de cúbits de una, dos o tres dimensiones. Es posible colocar átomos fríos en una red de pozos de potenciales ópticos realizados por la intersección de haces láser que interfieren entre sí. También se pueden atrapar conjuntos de iones que se disponen de manera regular en el espacio bajo el efecto de la fuerza de atracción de una trampa y de sus fuerzas de repulsión coulombiana. Otra posibilidad consiste en acoplar entre sí un conjunto de cúbits superconductores impresos en un chip electrónico; ajustando las interacciones entre ellos, se intenta reproducir a una escala diferente las que se producen entre los átomos en el sistema real que se imita. Los ordenadores actuales son incapaces de calcular exactamente el comportamiento de estos conjuntos de átomos en cuanto su número sobrepasa unas pocas decenas, ya que las superposiciones cuánticas les resultan demasiado numerosas y la ecuación de Schrödinger que hay que

resolver contiene demasiadas variables. Emulando en el laboratorio el sistema real con cúbits controlados y medibles individualmente, se puede observar la evolución del sistema artificial y deducir de ella el comportamiento del sistema real en circunstancias análogas, lo que un ordenador clásico no podría hacer.

Mientras que en una molécula o en un sólido los átomos están separados por distancias del orden del ángstrom, las separaciones entre los cúbits de los simuladores cuánticos de átomos fríos son del orden de la micra. En una trampa de iones, las distancias entre las partículas son del mismo orden de magnitud. Tanto para los átomos como para los iones, las energías de interacción son siempre mucho menores que en la materia condensada, donde la distancia interatómica es entre mil y diez mil veces más pequeña. Para mantener ordenados estos sistemas hay que operar a temperaturas extremadamente bajas, del orden de un microkelvin o menos en el caso de los átomos enfriados por láser. Sin embargo, la física cuántica es la misma a pesar de la diferencia de escalas, y lo que ocurre en los simuladores se puede extrapolar a las condiciones de la materia real, mucho más densa y caliente.

Estos simuladores, cuya aparición Richard Feynman ya predijo en los años ochenta, están adaptados a los problemas particulares que se pretende resolver. Se trata, por ejemplo, de estudiar las diferentes fases o configuraciones que pueden adoptar sistemas atómicos o electrónicos según la naturaleza de las partículas (bosones o fermiones), el alcance de las interacciones entre ellas, la dimensión de la red en la que están confinadas (una línea, una superficie o un volumen) o incluso la temperatura. Se confía en encontrar así configuraciones atómicas nuevas que puedan tener propiedades interesantes para diversas aplicaciones.

Por ejemplo, estas simulaciones cuánticas podrían abrir vías para fabricar

materiales superconductores a alta temperatura o para sintetizar moléculas grandes con nuevas propiedades terapéuticas. Si están enfocadas a resolver problemas específicos, pueden soportar cierto nivel de decoherencia, que existe también en la materia natural que se intenta emular. Por tanto, no requieren una corrección sistemática de errores y son mucho menos difíciles de implementar que un ordenador cuántico. Los primeros logros son alentadores e invitan a pensar que este campo de investigación experimentará una rápida expansión en los próximos años.

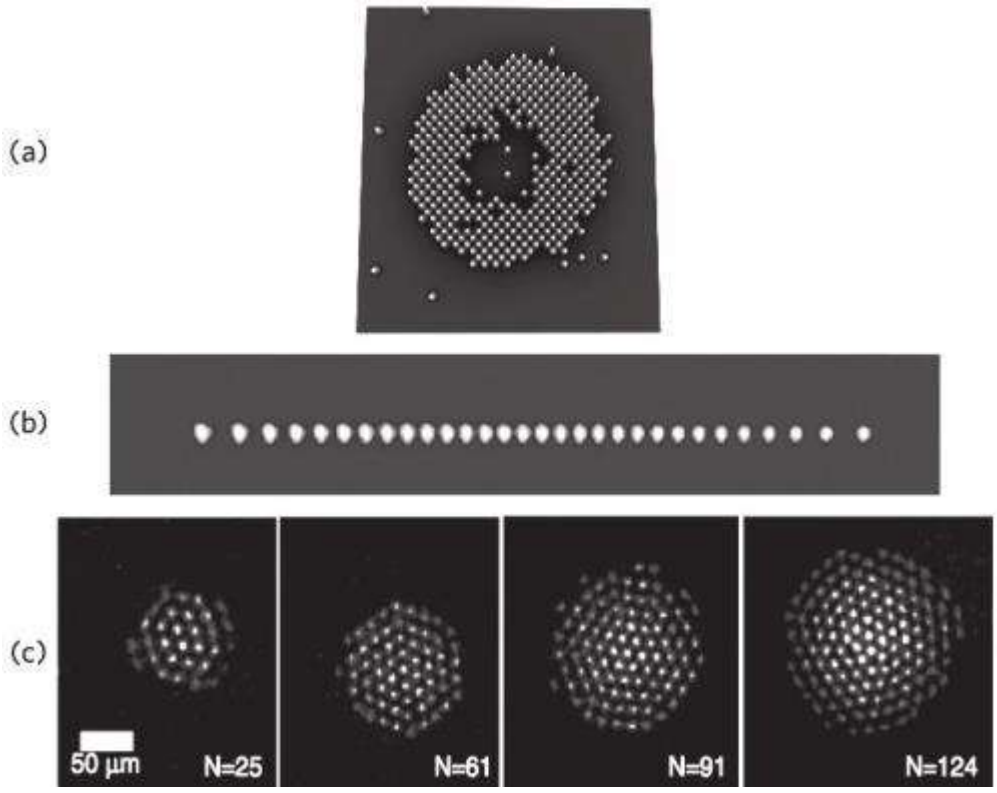


FIGURA 7.13. Ejemplos de simuladores cuánticos. (a) Átomos de rubidio ultrafríos atrapados en una red óptica bidimensional. Cada punto es un átomo que dispersa luz en un microscopio de muy alta resolución (separación entre átomos: 0,53 micras) (Immanuel Bloch, Múnich). (b) Cadena de treinta iones de calcio en una trampa unidimensional. Las partículas están en equilibrio bajo el efecto de su atracción hacia el centro de la trampa y de su repulsión coulombiana (distancia entre los iones: 3 micras). Cada ion es un cúbit que evoluciona entre dos estados, uno de los cuales dispersa luz y el otro no. El acoplamiento de ambos con un modo de vibración colectivo del conjunto, realizado

mediante pulsos de láser, permite crear interacciones controladas entre los iones (Rainer Blatt, Innsbruck). (c) Cristales de iones de berilio en una trampa (el número de iones se indica en cada figura). Los iones se disponen en una red ordenada bajo los efectos combinados de su atracción hacia el centro de la trampa y de su repulsión coulombiana (J. Bollinger, NIST, *Science*, 2016, n.º 352, p. 1297).

ACCIÓN FANTASMAL A DISTANCIA, CRIPTOGRAFÍA Y TELEPORTACIÓN CUÁNTICAS

La comunicación cuántica es otro ámbito muy activo de la información cuántica, que permite a dos interlocutores alejados entre sí intercambiar mensajes en secreto. Una manera de proceder consiste en distribuir entre estaciones distantes pares de fotones entrelazados que se propaguen por fibra o a través de la atmósfera utilizando satélites como enlaces. La medición del estado de esos fotones por los dos interlocutores da resultados aleatorios, secuencias de ceros y unos distribuidas al azar pero perfectamente idénticas, que les sirven de claves inviolables de codificación y descodificación para los mensajes que quieren intercambiar. La acción fantasmal a distancia que tanto desagradaba a Einstein permite así transmitir en secreto información entre diferentes estaciones; es lo que se llama *criptografía cuántica*. Todo intento de intercepción de las claves por un espía conduce a una destrucción detectable del entrelazamiento, lo que permite suspender la comunicación antes de que se utilice para transmitir un mensaje.

Para hacer posible la comunicación cuántica por fibra óptica a grandes distancias hay que combatir la atenuación de los fotones que son absorbidos en cuanto su trayecto en los vidrios más transparentes supera unas pocas decenas de kilómetros. Para ello es necesario implementar *repetidores cuánticos* que conecten segmentos de fibras con que propagar el entrelazamiento a largas distancias. Estos dispositivos son mucho más

difíciles de desarrollar que los repetidores clásicos, que amplifican las señales ópticas del internet convencional. La información cuántica que transportan los fotones de un segmento de fibra debe transmitirse al segmento siguiente por un conector constituido por átomos o cúbits artificiales, y el intercambio de información entre la luz y la materia puede tener lugar mediante procesos similares a los demostrados en los experimentos de electrodinámica cuántica en cavidad. El desarrollo de estos dispositivos es objeto de numerosos estudios en diferentes laboratorios. He descrito aquí el método de distribución de claves utilizando cúbits entrelazados, propuesto por Artur Ekert a comienzo de los años noventa, pero son posibles otros métodos que hacen uso del principio de incertidumbre de Heisenberg. Sea cual sea la versión de compartición de claves, el secreto queda asegurado por los principios cuánticos, que implican la imposibilidad de medir un sistema sin perturbarlo o de realizar una clonación cuántica.

Disponer de pares de cúbits entrelazados permite a dos interlocutores separados por una gran distancia, Alice y Bob, transmitirse el estado $|\psi\rangle$ de un cúbit, una superposición de los estados $|0\rangle$ y $|1\rangle$ a los que se asignan amplitudes de probabilidad arbitrarias. El principio de esta operación, llamada *teleportación cuántica*, fue ideado en los años noventa por un grupo de teóricos de la información cuántica dirigido por el canadiense Gilles Brassard y el estadounidense Charles Bennett, que unos años antes habían propuesto el primer protocolo de intercambio de claves criptográficas. Para lograr la teleportación, Alice hace interactuar la partícula en el estado $|\psi\rangle$ con el cúbit de un par entrelazado que comparte con Bob. Cuando ella efectúa una medición en este sistema, el cúbit de su amigo se proyecta a un estado que depende del resultado obtenido. Alice comunica este resultado a Bob, quien puede, gracias a esta información

clásica, aplicar a su cúbit una operación que lo lleva definitivamente al estado |ψ>. Ninguno de los dos conoce el estado que han intercambiado. Al contrario que un fax clásico, que permite conservar una copia de la información transmitida, la teleportación destruye el estado transmitido en el lugar donde está Alice, de acuerdo con el principio de *no clonación* que prohíbe la duplicación de un estado cuántico.

En los años noventa, los grupos de Anton Zeilinger, Francesco de Martini y Nicolas Gisin, en Europa, y el estadounidense Jeffrey Kimble, en California, hicieron demostraciones de teleportación de cúbits por fotones. Recientemente, el grupo de Jianwei Pan, en China, ha llevado a cabo un experimento de teleportación del estado de un fotón a gran distancia entre una estación terrestre y un satélite. Si un día llegara a hacerse realidad el ordenador cuántico, la teleportación de información cuántica entre estaciones remotas permitiría, mediante el intercambio de cúbits, conectar máquinas cuánticas que funcionaran en red. De este modo, se lograría lo que puede llamarse un internet cuántico.

METROLOGÍA CUÁNTICA Y RELOJES DE LUZ

Por último, mencionaremos la metrología cuántica. Un sistema cuántico individual controlado y manipulado de manera precisa puede ser una sonda extremadamente sensible para medir los parámetros físicos de los que depende su evolución. En una situación clásica ideal, el sistema, preparado en un estado «puntero», se comporta como la aguja de un instrumento de medida que se orienta en direcciones diferentes según el valor del parámetro medido. Las incertidumbres cuánticas de Heisenberg imponen una inexactitud a la dirección que esta toma y, por tanto, una imprecisión

fundamental a la medición, el llamado «límite cuántico estándar». En ciertos casos, es posible superar este límite preparando el sistema sonda en un estado no clásico. Por ejemplo, se puede colocar la aguja cuántica en un estado tipo gato de Schrödinger, en el que apunte a la vez en dos direcciones diferentes, y al observar un efecto de interferencia cuántica asociado a esta superposición, se obtendrá una información sobre el parámetro medido cuya precisión superará el límite estándar.

Este notable resultado se puede intuir si se observa la función de Wigner de un gato de Schrödinger fotónico que contenga de media N_m fotones; sus picos gaussianos tienen una anchura del orden de la unidad en el plano de Fresnel, mientras que las ondulaciones entre ellos tienen crestas separadas por solo $1/\sqrt{—}N_m$. Por tanto, es concebible que, si se perturba el sistema (por ejemplo, añadiendo un pequeñísimo campo coherente en la cavidad), las finas ondulaciones coherentes del estado del gato serán más sensibles a ese cambio que los grandes picos gaussianos. La aplicación de estos métodos de medición ultraprecisos es delicada. En particular, exigen operar en un tiempo corto frente al de la decoherencia. Mi grupo de investigación ha demostrado estas posibilidades en experimentos recientes sobre estados gatos de Schrödinger fotónicos y atómicos.

Pero es en el ámbito de la medición del tiempo en el que la metrología cuántica ha hecho los avances más espectaculares estos últimos años. Hemos visto cuán íntimamente ligados han estado, a lo largo de siglos, los estudios sobre la luz al desarrollo de relojes cada vez más precisos. Concluir este libro haciendo referencia a los últimos avances de la ciencia en este ámbito nos hará apreciar la inmensidad de los progresos logrados en el curso de los últimos años en la medición del tiempo gracias a los láseres.

Los péndulos de Huygens, que desempeñaron un papel tan esencial en los inicios de la ciencia moderna, dieron paso, un siglo después, a los

cronómetros mecánicos de Harrison, que, a bordo de navíos, hicieron posibles las primeras mediciones precisas de la longitud. Al principio del siglo XX, los relojes de cuarzo sustituyeron el recuento de los periodos de osciladores mecánicos por el de las vibraciones eléctricas en un cristal que oscilaba como un pequeño diapasón. En tres siglos, la imprecisión de la medición del tiempo ha pasado de alrededor de una decena de segundos a un milisegundo por día, una mejora de cuatro a cinco órdenes de magnitud que refleja esencialmente el aumento de la frecuencia de las oscilaciones que se cuentan (una por segundo en el caso del péndulo, varias decenas de miles en el del cuarzo).

La aparición, a mediados del siglo pasado, de los relojes atómicos, que cuentan los periodos de las microondas absorbidas y emitidas por átomos de cesio, hizo posible un salto de seis órdenes de magnitud en la incertidumbre de los relojes, que se redujo en pocos años a un nanosegundo por día. Este avance refleja también el aumento de la frecuencia de estos dispositivos, hasta alrededor de 9,2 gigahercios para el cesio. Hemos visto que la utilización de átomos enfriados, al permitir alargar el tiempo de sondeo de los átomos, ha incrementado esta precisión, ya extraordinaria, en otros dos órdenes de magnitud, hasta llegar a unos diez picosegundos por día (diez milésimas de milmillonésima de segundo, o sea, una incertidumbre relativa de 10^{-16}).

A principios de la década de 2000 se logró un último salto gigantesco cuando se pudieron contar las oscilaciones, mucho más rápidas, de la luz emitida o absorbida por átomos en transiciones ópticas entre el estado fundamental y un nivel excitado de mucha duración de un átomo o de un ion. La frecuencia de las oscilaciones es del orden de centenares de terahercios, entre 10^{14} y 10^{15} hercios. La imprecisión de los relojes de investigación más recientes se reduce ahora a unas decenas de

femtosegundos por día (diez millonésimas de milmillonésimas de segundo), lo que corresponde a una incertidumbre de 3×10^{-19}. Teniendo en cuenta que la edad del universo es de alrededor de 10^{18} segundos (un trillón de segundos), eso significa que dos relojes ópticos que se hubieran sincronizado al principio de los tiempos ¡hoy no se desviarían entre sí más de dos o tres décimas de segundo! Este extraordinario salto en la precisión se logró cuando fue posible contar las frecuencias ópticas dividiéndolas por un factor del orden de cien mil, lo que llevó a tener unas medibles directamente usando circuitos electrónicos.

El instrumento que ha permitido esta división es el peine de frecuencias, mencionado en el capítulo precedente. Se trata de un láser que oscila en unos cien mil modos equidistantes, cubriendo una octava entre el infrarrojo y el ultravioleta. Sus modos están sincronizados en fase con toda exactitud y alcanzan periódicamente al mismo instante sus máximos de oscilación. Este ajuste es consecuencia de un acoplamiento entre todos los modos, debido al hecho de que el conjunto entero se alimenta del mismo medio de amplificación. Huygens descubrió un fenómeno análogo en mecánica cuando, estando enfermo, observó las oscilaciones de dos péndulos colgados en una pared frente a su lecho. Bajo el efecto de las vibraciones que inducían sobre la pared, los péndulos se ponían en fase y oscilaban al unísono.

La historia de la ciencia está repleta de estas fascinantes convergencias que ilustran su unidad y su conectividad a lo largo de los siglos. Es asombroso constatar que el gran relojero del siglo XVII, al descubrir el fenómeno de acople de la fase de los péndulos, proporcionó la clave de un efecto que, tres siglos y medio más tarde, llevaría a sus descendientes, los relojeros atómicos del siglo XXI, a mejorar de manera espectacular la precisión de sus instrumentos.

El acople de los modos del láser espaciados regularmente en frecuencia conduce a una interferencia constructiva cíclica de todas las ondas, lo que resulta en una serie de pulsos luminosos sucesivos con un periodo igual al tiempo de ida y vuelta de la luz entre los espejos del láser. Se obtiene así un reloj cuyo tictac es materializado por los clics de los sucesivos pulsos luminosos que escapan de la cavidad. Estos relojes hacen realidad el experimento mental de Einstein (descrito en el capítulo 4) que le permitió ilustrar el fenómeno de dilatación del tiempo.

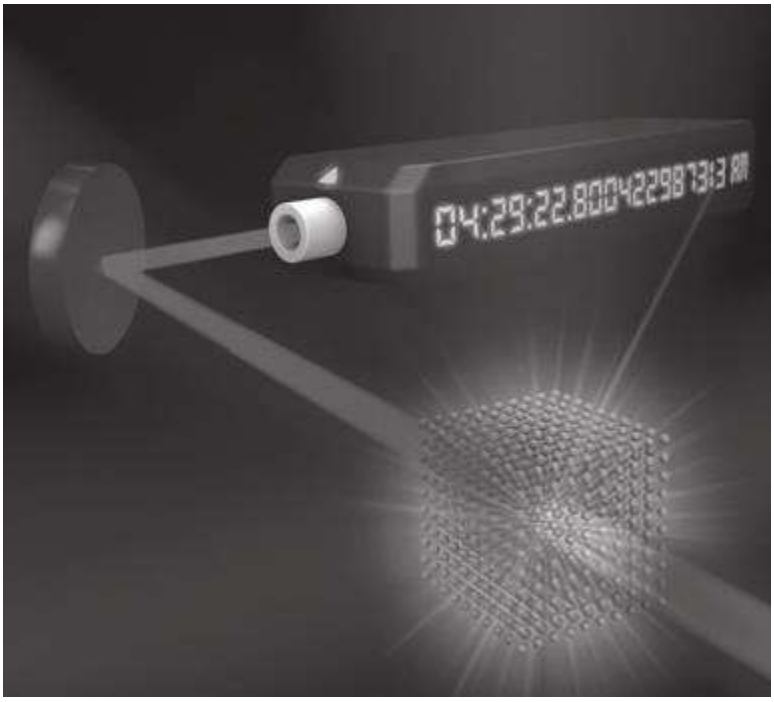


FIGURA 7.14. Vista simplificada del reloj óptico de átomos de estroncio ultrafríos. La frecuencia de un láser muy estable se ajusta a la de una transición óptica de átomos de estroncio atrapados en una red óptica tridimensional. El rayo estabiliza a su vez un láser peine de frecuencia (no representado) que transfiere la frecuencia óptica al ámbito de las microondas. La incertidumbre de este reloj, de 3×10^{-19}, corresponde a un error de menos de un segundo en un tiempo como la edad del universo y permite definir la frecuencia de la transición del estroncio con diecisiete cifras significativas (ν = 429.228.004.229.873,13 hercios). Esta precisión está limitada por la de los relojes de cesio que se usan en la actualidad para definir el segundo, que son mejores. A la larga, el segundo se ligará a la frecuencia de un reloj óptico cuyo valor exacto se fijará por convención (Jun Ye, JILA).

Para garantizar la precisión de estos relojes, un láser sumamente estable en frecuencia sondea la línea de absorción ultrafina de un ion de aluminio atrapado o de un pequeño conjunto de átomos ultrafríos de estroncio o de iterbio confinados en una red óptica. La frecuencia de ese láser sonda se bloquea respecto al centro de la línea iónica o atómica y luego se compara con la de uno de los modos del láser peine de frecuencias, que a su vez se bloquea mediante un ajuste fino de la separación de los espejos. El latido entre dos modos consecutivos del peine es entonces un divisor preciso de la frecuencia óptica. Un oscilador de cuarzo cuya frecuencia es leída directamente por un contador electrónico digital se ajusta en la del latido. El dispositivo se calibra tomando como referencia un reloj de cesio.

La precisión así obtenida supera con creces la del reloj de microondas. El estudio de la estabilidad de estos dispositivos ópticos solo puede hacerse comparándolos entre sí. A la larga, el reloj de cesio está llamado a desaparecer y, en unos años, el *nuevo segundo* se definirá como un múltiplo de la frecuencia de oscilación de uno de estos flamantes relojes ópticos. Su precisión es tal que se puede medir en el laboratorio la variación del tiempo con la altitud que predice la relatividad general. El efecto, de 3×10^{-16} por metro, fue demostrado hace unos diez años por David Wineland usando dos relojes de ion de aluminio, uno de los cuales estaba sobre una mesa que descansaba sobre un pistón hidráulico que le permitía elevarlo por encima del otro a una altura ajustable. Observó entonces un desfase de 10^{-16} entre los dos relojes para una diferencia de altitud de un pie (31 centímetros). Los progresos logrados desde hace diez años deberían permitir hoy detectar la diferencia entre los tiempos que marcan dos relojes cuya altitud solo difiera en unos milímetros.

Esta relojería de extraordinaria precisión lo debe todo a los láseres, que desempeñan un papel esencial en los diferentes elementos del dispositivo.

Es un láser el que enfría el ion de referencia en el reloj de aluminio, lo lleva al estado fundamental de vibración alrededor de su posición de equilibrio y elimina así todo efecto Doppler perjudicial para la estabilidad del oscilador. En los relojes de átomos neutros de estroncio, son láseres también los que construyen la red óptica que mantiene los átomos en un cristal artificial perfecto, y son otros láseres los que enfrían los átomos en esas redes ópticas. A todo esto se suma un láser ultraestable que se usa para sondear la transición de referencia y transferir la información a un último láser, el peine de frecuencias.

Esta extraordinaria contribución de la luz a la medición del tiempo puede considerarse la culminación de un ciclo de la ciencia que ilustra su carácter multidisciplinar. Fueron los primeros relojes mecánicos de la era moderna los que hicieron posible la determinación de la velocidad de la luz, lo cual abrió el camino a otros descubrimientos fundamentales en óptica. Al cabo de varios siglos, la luz devuelve el favor a la ciencia de la medición del tiempo proporcionándole los medios para perfeccionarse hasta un punto que los relojeros del siglo XVII no hubieran podido imaginar.

Pero la historia no termina aquí. La metrología cuantitativa abre vías para mejorar aún más la precisión de sus relojes. En los dispositivos actuales que analizan los átomos fríos atrapados, las partículas responden independientemente unas de las otras al láser que las sondea. Entrelazando los átomos, se podría preparar una situación en la que el conjunto atómico sondeado por el campo óptico del láser evolucionaría en un estado de tipo gato de Schrödinger, en el que todos los átomos se encontrarían a la vez en el estado fundamental *y* en el estado excitado de la transición sondeada. La coherencia cuántica de este estado no clásico evolucionaría en el tiempo mucho más rápidamente que la de los átomos individuales, lo que haría que se incrementase la sensibilidad del dispositivo a la medición del tiempo. Si

pudiéramos poner un centenar de átomos en un estado así, la precisión —ya extraordinaria— de los relojes ópticos aumentaría en otro orden de magnitud.

¿Qué podemos hacer con relojes tan sensibles a los efectos relativistas? Combinados con la información que proporciona el actual sistema GPS, algún día probablemente permitirán cartografiar el geoide terrestre, la superficie equigravitatoria de la Tierra, con una precisión del orden de unos pocos milímetros. Los cambios ligados a la variación del nivel de los océanos o al espesor de los casquetes glaciales, así como la deriva de los continentes, podrán medirse con mayor precisión. Quizá sea posible la detección de variaciones ínfimas de la gravedad, señales precursoras de terremotos.

De nuevo, esta ciencia nos lleva al pasado. Las medidas de extrema precisión de la forma terrestre que podemos vislumbrar nos recuerdan las aventuras de La Condamine y de Maupertuis. Ya no es de kilómetros, sino de milímetros, la precisión con la que se determina ahora la imagen de la Tierra. Los órdenes de magnitud son muy diferentes, pero el espíritu de la investigación es el mismo. Los científicos se lanzan a estos estudios porque quieren saber. Y, como Maupertuis en el siglo XVIII, están convencidos de que su sed de conocimiento será útil algún día.

El ejercicio de futurología que intento aquí tiene sus límites; recordemos las postales de 1900 que intentaban prever cómo sería el mundo en 2000. Las repercusiones de la ciencia fundamental de hoy en las aplicaciones de mañana siguen siendo en gran medida imprevisibles, y en ello radica el encanto de la investigación. A todos los científicos con los que he trabajado o conversado a lo largo de mi vida los movía el deseo de ampliar los límites del conocimiento, no porque eso fuera útil, sino porque satisfacía su curiosidad y su necesidad de saber. He tenido el privilegio de participar con

ellos en esta gran aventura, que comenzó hace cuatro siglos y cuyo hilo conductor ha sido la luz. Pero la historia no ha terminado. Continuará profundizando nuestros conocimientos y nos dará instrumentos nuevos, probablemente más inesperados y sorprendentes que los que podemos imaginar hoy.

Epílogo

Ciencia y verdad

A través de la historia de la luz, he tratado de ilustrar en qué consiste la búsqueda de la verdad en ciencia. El proceso que la ha conducido, paso a paso, a una comprensión cada vez más profunda de la luz ha proporcionado a la humanidad conocimientos fundamentales sobre el universo y el mundo en el que vivimos. Participar en esta historia a lo largo del último medio siglo ha sido una aventura emocionante, que he compartido a través del pensamiento con los grandes espíritus que nos precedieron y me ha permitido codearme con los científicos, próximos y lejanos, que han llevado a cabo esta investigación hasta nuestros días. He experimentado en mis investigaciones la alegría particular que acompaña a la primera observación de un fenómeno que revela un aspecto oculto de la naturaleza. He tenido también el privilegio de ser testigo de grandes descubrimientos hechos por otros, los cuales proporcionan un placer de otra naturaleza, pero no menos profundo.

Para llevar a cabo sus investigaciones, los científicos necesitamos tiempo y confianza. El tiempo es necesario porque la naturaleza no revela fácilmente sus secretos. Con frecuencia nos lleva por caminos falsos, y a veces pone a prueba nuestra paciencia y nuestra determinación. Por lo que respecta a la confianza, posee muchas caras. Para empezar, es la que debemos tener en nosotros mismos, en nuestra capacidad de analizar, comprender e imaginar nuevos enfoques cuando se presenta una situación

inesperada. Es también el sentimiento profundo de que los fenómenos naturales obedecen a leyes racionales, que los modelos del mundo que construimos forman un tejido coherente que la ciencia teje días tras día, descubrimiento tras descubrimiento.

La confianza que necesitamos es también la de las instituciones a las que pertenecemos, que deben proporcionarnos un sostén material y moral. Por último y sobre todo, es la confianza de la sociedad, que debe compartir nuestra sed de conocimiento y la convicción de constituye un elemento esencial de nuestra cultura y de nuestra civilización. Yo he trabajado personalmente en un entorno en que se reunían estas condiciones. No me han faltado el tiempo ni la confianza. Durante mucho tiempo sentí que mi situación no tenía nada de excepcional y que los científicos solían ser comprendidos y apoyados por el público y los gobernantes.

Sin embargo, mi optimismo se pone a prueba hoy en día. Las dificultades económicas han reducido los recursos dedicados a la investigación en Francia y en numerosos países, lo que, en particular, hace muy difíciles las condiciones de trabajo de los jóvenes investigadores. Pero hay algo más grave. En un momento en que la ciencia es más rica que nunca en descubrimientos que amplían nuestra visión del mundo y en que nos ofrece medios de acción y de control sobre la naturaleza que eran inimaginables hace apenas unas décadas, resulta paradójicamente incomprendida, incluso denigrada y atacada por la opinión pública. Las corrientes anticientíficas has existido siempre, pero ahora están tomando un giro en especial pernicioso con el auge de la *posverdad* y los *hechos alternativos*.

La ciencia no es el único blanco de esta marea de falsas informaciones y de mentiras, pero sí es particularmente vulnerable a ella. Esas teorías conspiratorias se apoyan en una forma nociva de duda, opuesta por completo a la duda racional y constructiva del método científico. Al

parodiar así, para corromperlo, un elemento esencial del proceso científico, sus detractores aplican una estrategia perversa y eficaz.

¿Qué es, entonces, lo que hace que, cuatro siglos después del surgimiento de la ciencia moderna, los científicos tengan que defenderse contra la mentira? Las razones están relacionadas a la evolución de las sociedades en un mundo sometido a profundas crisis, a la psicología de individuos que se sienten cada vez más aislados y tienden a afiliarse de manera tribal a culturas o a creencias religiosas que les resultan tranquilizadoras. La globalización de la economía y del mercado ha dejado a gran parte del mundo en la cuneta, sin protección. El miedo que esta situación engendra ve como una amenaza cualquier actividad global que, como la ciencia, es portadora de valores universales, de los que ningún grupo puede apropiarse.

Este tribalismo anticientífico provoca malentendidos en una opinión pública que comprende mal el proceso científico y es fácilmente influenciable. Ciertos campos de la física, la química, la biología y la medicina se perciben, por tanto, distorsionados, manipulados de forma consciente o inconsciente por pasiones ideológicas o intereses financieros. Así, se oye decir, por ejemplo, que el calentamiento global es una invención china que busca debilitar la economía de Occidente, que los organismos modificados genéticamente envenenan nuestros cultivos o que la vacunación es peligrosa para nuestros niños. La impresión que transmiten estas visiones conspirativas es que los científicos tratan de imponer su poder oculto a la sociedad.

Estas falsedades, propagadas con indudable eficacia sobre todo a través de internet, reducen las teorías científicas al rango de opiniones que pueden negarse sin pruebas y las sitúan al mismo nivel que las creencias de diversas tradiciones. Se aprecia aquí el resurgir de un relativismo cultural promovido por ciertas corrientes de la sociología y la antropología. Si la ciencia no

fuera más que una actividad cuyos resultados dependen de las condiciones sociales y culturales en las que se practica, ¿por qué no habrían de ponerse sus teorías en el mismo plano que opiniones que no necesitan sustentarse en pruebas?

Aunque el relativismo cultural no sea la causa de las dificultades que la ciencia debe enfrentar hoy en día, sí es sin duda un elemento que las acompaña. Para defender la ciencia y sus valores, hay que estudiar los profundos orígenes sociológicos y psicológicos de estas mentiras y analizar, en particular, las condiciones en las que las redes sociales contribuyen a favorecer el confinamiento de comunidades de internautas en delirios compartidos. Los efectos del acceso permanente e incontrolado a un flujo de información que está en aceleración constante también desempeñan un papel en la crisis que atravesamos. Es un tema que discuto a menudo con Claudine, a quien su trabajo de socióloga ha llevado, estos últimos años, a tratar de estas cuestiones.

Como científico, pensé que la mejor defensa que podía hacer de la ciencia pasaba por explicar al público, y en particular a un público no científico, qué hace que el enfoque de los científicos sea tan poderoso y hermoso. Es lo que he intentado en este libro al hablar de la luz. He tratado de exponer qué es la verdad en ciencia, de describir la paciencia con que evoluciona y se construye, en un proceso de ida y vuelta permanente entre observación, experimentación y teoría. He abordado las dudas y las preguntas inherentes al método científico, que pone en cuestión una y otra vez los modelos que construye, a medida que se someten a pruebas cada vez más exigentes y precisas.

También he hablado de la fuerza con la que la ciencia de la física se ha impuesto como explicación e interpretación del mundo, que nos proporciona los medios para actuar sobre la naturaleza y controlarla. He

recordado asimismo su carácter reduccionista y su «conectividad», que implica que cualquier cuestionamiento de un aspecto de su verdad puede tener repercusiones sobre el conjunto de su descripción del mundo. La historia que he esbozado ilustra también la universalidad de la ciencia, que, contrariamente a lo que afirman quienes defienden el relativismo cultural, no conoce fronteras. He analizado a su vez las dificultades que los investigadores han debido superar a lo largo de la historia para vencer los prejuicios y disipar las ilusiones que durante largo tiempo nos han impedido ver y comprender una naturaleza cuya descripción desafía cada vez más nuestra intuición.

La historia de la luz ha sido rica y compleja, llena de sorpresas, de nubes que han oscurecido en ciertos momentos nuestra visión y de relámpagos que, bruscamente, han despejado nuevos horizontes. Es lo que ocurrió hace un siglo con el surgimiento de la relatividad y de la física cuántica. Vivimos hoy otro periodo clave en que la luz sin duda nos guiará más lejos en el conocimiento del mundo. No es irrelevante que algunas de las cuestiones más profundas a las que se enfrenta la ciencia sigan haciendo referencia a la noción de luz. Cuando hablamos de materia oscura o agujeros negros, implícitamente hablamos también de luz. Cuando se habla del matrimonio aún no consumado entre la relatividad general y la física cuántica, se busca una unificación final de las leyes de la física que tal vez se inspirará en las que la precedieron, aquellas en las que la luz desempeñó un papel esencial.

Cuando hablamos de las promesas de la información cuántica, las esperanzas se depositan siempre en la luz, vehículo de la información e instrumento de control y manipulación de la materia cuántica. Aún queda mucho por descubrir y por inventar. Me gusta imaginar el asombro que experimentarían Galileo, Newton, Fresnel, Maxwell o Einstein si volvieran entre nosotros y vieran todo aquello que los investigadores que los

sucedieron han comprendido y logrado haciendo malabarismos con fotones. Y me encantaría, como si fuera el gemelo de Langevin, volver a la Tierra, aunque solo fuera por un momento, dentro de cincuenta o cien años, para averiguar lo que habrán descubierto las generaciones de investigadores que me sucederán. Pero este es un sueño imposible, pues ningún cohete será lo bastante rápido para llevarme al futuro. Esta certeza, que me proporciona la teoría de la relatividad, viene también de la luz.

Bibliografía

Obras para complementar la lectura de este libro

Esta lista, lejos de ser exhaustiva, incluye obras que me han inspirado y otras en las que el lector encontrará detalles, a veces novelados, sobre personajes o episodios de la historia de la ciencia mencionados en este libro. La mayoría de estos libros están escritos en inglés, pero, de haberla, se indica la traducción al castellano. Tres obras personales completan esta bibliografía. La primera, *Physique quantique*, es el texto de mi conferencia inaugural en el Collège de France (2001). La segunda, *Exploring the Quantum: Atoms, Cavities and Photons*, escrita con Jean-Michel Raimond, es una detallada presentación de la electrodinámica cuántica en cavidad y sus relaciones con otros campos de la física cuántica moderna. La última es el texto de la conferencia que di en Estocolmo cuando recibí el Premio Nobel de Física.

BIOGRAFÍAS Y AUTOBIOGRAFÍAS DE CIENTÍFICOS MENCIONADOS

Abragam, Anatole, *De la physique avant toute chose* ?, París, Odile Jacob, 2000.

Andriesse, C. D., *Huygens: The Man Behind the Principle*, Cambridge, Cambridge University Press, 2011.

Cagnac, Bernard, *Alfred Kastler*, París, Éditions Rue d'Ulm, 2013.

Cohen-Tannoudji, Claude, *Sous le signe de la lumière*, París, Odile Jacob, 2019.

Guicciardini, Niccolò, *Isaac Newton and Natural Philosophy*, Londres, Reaktion Books, 2018.

Hirshfeld, Alan W., *The Electric Life of Michael Faraday*, Londres, Walker Publishing Company, 2006.
Lequeux, James, *Hippolyte Fizeau, physicien de la lumière*, Les Ulis, EDP Sciences, 2014.
—, *Le Verrier, savant magnifique et détesté*, Les Ulis, EDP Sciences, 2009.
Levenson, Thomas, *Einstein in Berlin*, Nueva York, Bantam, 2004.
Moore, Walter J., *Schrödinger: Life and Thought*, Cambridge, Cambridge University Press, 1992.
Pais, Abraham, *Niels Bohr's Times*, Oxford, Clarendon Press, 1991.
—, *Subtle Is the Lord: The Science and the Life of Albert Einstein*, Oxford,Oxford University Press, 2005. [Hay trad. cast.:*El Señor es sutil*, Barcelona, Ariel, 1984].
Sobel, Dava, *Galileo's Daughter*, Nueva York, Nueva York, Viking Books, 1998. [Hay trad. cast.: *La hija de Galileo*, Barcelona, Debate, 1999].

LIBROS SOBRE LA HISTORIA DE LA ÓPTICA Y EL ELECTROMAGNETISMO

Buchwald, Jed Z., *The Rise of the Wave Theory of Light: Optical Theory and Experiment in the Early Nineteenth Century*, Chicago, The University of Chicago Press, 1984.
Darrigol, Olivier, A *History of Optics: From Greek Antiquity to the Nineteenth Century*, Oxford, Oxford University Press, 2012.
—, *Electrodynamics from Ampère to Einstein*, Oxford, Oxford University Press, 2000.

SOBRE LA HISTORIA DE LA NAVEGACIÓN Y LA MEDICIÓN DE LA TIERRA

Alder, Ken, *The Measure of All Things: The Seven-Year Odyssey and Hidden Error That Transformed the World*, Nueva York, Free Press, 2003. [Hay trad. cast.: *La medida de todas las cosas*, Madrid, Taurus, 2003].
Galison, Peter, *Einstein's Clocks, Poincaré's Maps*, Nueva York, Norton & Company, 2003. [Hay trad. cast.: *Relojes de Einstein, mapas de Poincaré. Los imperios del tiempo*, Barcelona, Crítica, 2005.]
Hirshfeld, Allan W., *Parallax: The Race to Measure the Cosmos*, Londres, Palgrave Macmillan, 2001.
Sobel, Dava, *Longitude: The True Story of a Lone Genius Who Solved the Greatest Scientific Problem of His Time*, Londres, Walker & Co, 1995. [Hay trad. cast.: *Longitud*, Barcelona, Anagrama, 2006].
Trystram, Florence, *L'Épopée du méridien terrestre*, París, J'ai Lu, 1979.

SOBRE LA TEORÍA DE LA RELATIVIDAD Y LAS PRUEBAS QUE LA VERIFICAN

Einstein, Albert, *Relativity: The Special and the General Theory, 100th Anniversary Edition*, Princeton, New Jersey, Princeton University Press, 2015.

Gutfreund, Hanoch, y Jürgen Renn, *The Road to Relativity: The History and Meaning of Einstein's «The Foundation of General Relativity»*, Princeton, New Jersey, Princeton University Press, 2015.

Waller, John, *Einstein's Luck: The Truth Behind Some of the Greatest Scientific Discoveries*, Oxford, Oxford University Press, 2002; en particular el capítulo 3 de la primera parte, que trata sobre la observación del eclipse solar por Eddington en 1919.

Wolfson, Richard, *Simply Einstein: Relativity Demystified*, Nueva York, Norton & Company, 2003.

SOBRE LOS CIMIENTOS DE LA FÍSICA CUÁNTICA Y SUS IMPLICACIONES FILOSÓFICAS

Bohr, Niels, *Physique atomique et connaissance humaine*, París, Éditions Gonthier,1961.[Hay trad.cast.:*Física atómica y conocimiento humano*, Madrid, Aguilar, 1964].

Omnès, Roland, *Les Indispensables de la mécanique quantique*, París, Odile Jacob, 2006.

Pais, Abraham, *Inward Bound: Of Matter and Forces in the Physical World*, Oxford, Clarendon Press, 1986.

Schrödinger, Erwin, *Physique quantique et représentation du monde*, París, Seuil, 1992.

SOBRE LAS CONTRIBUCIONES ESENCIALES DE EINSTEIN AL NACIMIENTO DE LA FÍSICA CUÁNTICA Y SU OPOSICIÓN A LA «INTERPRETACIÓN DE COPENHAGUE»

Bolles, Edmund Blair, *Einstein Defiant*, Washington, D. C., Joseph Henry Press, 2004.

Einstein, Albert, y Max Born, *Correspondance (1916-1955*), París, Seuil, colección «Science ouverte», 1972.

Stone, A. Douglas, *Einstein and the Quantum: The Quest of the Valiant Swabian*, Princeton, New Jersey, Princeton University Press, 2013.

SOBRE LOS AVANCES RECIENTES EN ÓPTICA CUÁNTICA Y EN FÍSICA ATÓMICA DEBIDOS AL LÁSER

Cohen-Tannoudji, Claude, y David Guéry-Odelin, *Avancées en physique atomique. Du pompage optique aux gaz quantiques*, París, Hermann, 2016.

Gisin, Nicolas, *L'Impensable Hasard. Non-localité, téléportation et autres merveilles quantiques*, París, Odile Jacob, 2012.

Zeilinger, Anton, *Dance of the Photons: From Einstein to Quantum Teleportation*, Nueva York, Farrar, Straus & Giroux, 2010.

DEL AUTOR

Haroche, Serge, *Physique quantique*, conferencia inaugural en el Collège de France, París, Fayard, 2005.

—, y Jean-Michel Raimond, *Exploring the Quantum: Atoms, Cavities and Photons*, Oxford, Oxford University Press, 2006.

—, «Nobel Lecture: Controlling Photons in a Box and Exploring the Quantum to Classical Boundary», <https://www.nobelprize.org/ uploads/2018/06/haroche-lecture.pdf>.

Agradecimientos

Este libro debe mucho a los estudiantes, colegas y profesores visitantes posdoctorales con los que he intentado, a lo largo de los años, profundizar en el conocimiento de los átomos y la luz. He tenido la suerte de trabajar en el seno de un grupo donde podía ejercerse sin restricción la curiosidad científica, en un ambiente de confianza y de amistad. No habría podido lograr nada si no hubieran concurrido estas condiciones. Mi gratitud se dirige, en primer lugar, a Jean-Michel Raimond y a Michel Brune, quienes me han acompañado a lo largo de toda la aventura que nos llevó a domesticar los fotones. Todos los que, llegados del mundo entero, se incorporaron a nuestro grupo aportaron contribuciones esenciales a las sucesivas fases de nuestras investigaciones, y la mayor parte de ellos han seguido después brillantes carreras en Francia o el extranjero. No puedo citarlos a todos aquí, pero saben que estoy feliz y orgulloso de haber compartido con ellos algunos de los momentos más emocionantes de esta aventura. A pesar de no ser un fanático del lenguaje inclusivo, quiero aclarar que mi «ellos» incluye, por supuesto, a todas las estudiantes y jóvenes investigadoras que han trabajado con nosotros.

Ahora que he llegado a la edad de pasar el testigo, estoy liberado de tareas administrativas y de docencia, pero me queda el privilegio de poder seguir las investigaciones llevadas a cabo en mi grupo por la generación que ha tomado el relevo. Año tras año, Sébastien Gleyzes, Igor Dotsenko y Clément Sayrin, que trabajan con Michel y Jean-Michel en un contexto administrativo y financiero mucho más duro que el que yo conocí, hacen

descubrimientos que conducen sus investigaciones en direcciones nuevas y prometedoras. Admiro su inventiva y su dinamismo, y aprecio que mantengan, con sus estudiantes, la pasión por el saber, sin la cual ninguna investigación es posible.

Soy consciente del hecho de que cada generación de científicos es el eslabón de la cadena del saber acumulado a lo largo del tiempo, y he intentado en este libro remontarla hasta su punto de anclaje, en el siglo XVII, que fue el origen del pensamiento científico moderno. Para esbozar esta epopeya de la ciencia de la luz, me he apoyado en los trabajos de sus historiadores. Tuve el placer de hablar con uno de ellos, Olivier Darrigol, quien me explicó las sutiles y paradójicas representaciones que se hacían de la luz los científicos de siglos pasados. Le agradezco su iluminación, que me ayudó mucho a desarrollar los capítulos 2 y 3.

Tengo también que dar las gracias a dos lectores particularmente exigentes: Jean-Michel Raimond, que examinó el manuscrito con la mirada atenta del experto y me permitió corregir ciertas inexactitudes; y mi yerno, Thomas Peugeot, que leyó estas páginas con la mirada de un aficionado apasionado por la ciencia, y sus consejos y aliento fueron inestimables. Patrick Imbert, del servicio de fotografía del Collège de Francia, me ayudó a dar forma a muchas ilustraciones y le estoy agradecido por ello.

Por último, quiero expresar mi gran agradecimiento a Odile Jacob, que me propuso escribir este libro y tuvo la paciencia de esperar a que las circunstancias me concedieran el tiempo de hacerlo. Todo el equipo de la editorial me ha ayudado enormemente a resolver los numerosos problemas materiales que acompañan a la preparación de una obra como esta.

Para terminar, debo decir que a quien más debo es a mi compañera Claudine, que ha estado a mi lado desde el principio de mi carrera y me ha ayudado y apoyado constantemente. No puedo disociar mi vida científica de

la riqueza de nuestra vida personal, y soy incapaz de imaginar lo que he logrado sin ella. Darle las gracias por todo ello sería ridículo. A lo sumo, puedo agradecerle que me haya soportado durante los largos meses en que mi atención estuvo acaparada por la redacción de estas páginas.

París, febrero de 2020

Cómo la luz iluminó nuestra comprensión del universo, por el premio Nobel de Física Serge Haroche.

¿Qué es la luz, ese fenómeno que ha iluminado y fascinado a la humanidad desde el principio de los tiempos?

Serge Haroche traza el panorama de lo que sabemos hoy sobre ella, cómo lo aprendimos y hasta qué punto todo ello revolucionó nuestra vida.

Al rastrear la historia de la ciencia de la luz desde Galileo hasta nuestros días, Haroche nos enseña también cómo nació la teoría de la relatividad y de dónde proviene la física cuántica.

Revive desde dentro, como teórico y experimentador, esta fascinante aventura científica trazando reveladoras conexiones entre la óptica, la mecánica, la electricidad y el magnetismo, para mostrarnos el papel esencial que ha desempeñado la luz en el nacimiento de la física moderna y en nuestra representación del universo.

Serge Haroche (Casablanca, 1944) es un físico francés laureado con el premio Nobel de Física en 2012, junto con David Wineland. Trabaja en el Collège de France y en la École Normale Supérieure de París, y ha desarrollado investigaciones fundamentales sobre la interacción entre la luz y la materia.

Título original: *La Lumière révélée. De la lunette de Galilée à l'étrangeté quantique*

Primera edición: octubre de 2022

© 2020, Odile Jacob
© 2022, Penguin Random House Grupo Editorial, S. A. U.
Travessera de Gràcia, 47-49. 08021 Barcelona
© 2022, Marcos Pérez Sánchez, por la traducción

Diseño de portada: Penguin Random House Grupo Editorial
Fotografía de portada: NASA/JPL-Caltech

Penguin Random House Grupo Editorial apoya la protección del *copyright*. El *copyright* estimula la creatividad, defiende la diversidad en el ámbito de las ideas y el conocimiento, promueve la libre expresión y favorece una cultura viva. Gracias por comprar una edición autorizada de este libro y por respetar las leyes del *copyright* al no reproducir ni distribuir ninguna parte de esta obra por ningún medio sin permiso. Al hacerlo está respaldando a los autores y permitiendo que PRHGE continúe publicando libros para todos los lectores. Diríjase a CEDRO (Centro Español de Derechos Reprográficos, www.cedro.org) si necesita reproducir algún fragmento de esta obra.

ISBN: 978-84-1861-967-0

Compuesto en www.acatia.es

Facebook: PenguinEbooks
Facebook: debatelibros
Twitter: @debatelibros
Instagram: @debatelibros

YouTube: penguinlibros
Spotify: PenguinLibros

«Para viajar lejos no hay mejor nave que un libro.»

EMILY DICKINSON

Gracias por tu lectura de este libro.

En **Penguinlibros.club** encontrarás las mejores recomendaciones de lectura.

Únete a nuestra comunidad y viaja con nosotros.

Penguinlibros.club

Penguin Random House Grupo Editorial

Penguinlibros

Índice

La luz revelada. Del telescopio de Galileo a la extrañeza cuántica

Introducción

1. El despertar de una vocación

2. Reflexiones en la plaza del Observatorio

3. Fantasías en el laboratorio de Faraday

4. Las dos nubes de lord Kelvin

5. La luz revela el extraño mundo de los cuantos

6. Láseres, fotones y átomos gigantes

7. Domesticar el gato de Schrödinger

Epílogo. Ciencia y verdad

Bibliografía

Agradecimientos

Sobre este libro

Sobre Serge Haroche

Créditos